

Entwicklung eines kombinativen Messverfahrens auf Basis spektraler Filterung von Laserstreulicht zur simultanen Bestimmung von Geschwindigkeiten und Temperaturen

von

Tobias Strehlau

Diplomarbeit im Studiengang Physik

angefertigt am

Institut für Antriebstechnik,
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt,
Köln-Porz

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät,
Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität,
Bonn

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Reinhard Mönig,
Ruhr-Universität Bochum

Prof. Dr. rer. nat. Karl Maier,
Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Bonn, im Januar 2010



Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

„[...] the idea is to give all of the information
to help others to judge the value of your contribution;
not just the information that leads to judgement
in one particular direction or another.“

Richard P. Feynman

„Put it before them briefly so they will read it,
clearly so they will appreciate it,
picturesquely so they will remember it
and, above all, accurately so they will be guided by its light.“

József Pulitzer

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	8
2	Grundlagen	10
2.1	Prinzip der Doppler Global Velocimetry	10
2.2	Prinzip der Gefilterten Rayleigh Streuung	13
2.3	Theoretische Betrachtungen	14
2.3.1	Doppler-Effekt	14
2.3.2	Streuung von Licht	16
2.3.3	Molekulare Filter	27
3	Aufbaukomponenten der Messtechniken	29
3.1	Laserlichtquellen	29
3.1.1	Beschreibung des gepulsten Lasers	29
3.1.2	Frequenzmessung und -stabilisierung	32
3.2	Lichtschnitterzeugung	33
3.3	Bereitstellung von Streupartikeln	35
3.4	Jod-Zellen	36
3.5	DGV-Aufnahmesystem	37
3.6	FRS-Aufnahmesystem	39
3.7	Referenz-Messobjekte	40
3.7.1	Ulbricht-Kugel	40
3.7.2	Ruhende Strömung	41
3.7.3	Freistrah	42
4	Realisierung der Messtechniken	45
4.1	Umsetzung der DGV	45
4.1.1	Datenaufnahme	46
4.1.2	Bildbearbeitung	47
4.1.3	Kalibrierung und Mapping	48
4.1.4	Starttransmission	49
4.1.5	Geschwindigkeitskomponenten	49
4.2	Umsetzung der FRS	51
4.2.1	Datenaufnahme und -auswertung	52

5	Kombination der Messtechniken	53
5.1	Gedanklicher Ansatz	53
5.2	Vorstudien	55
5.2.1	Frequenzverteilung im Lichtschnitt	55
5.2.2	Verwendete Jod-Zellen	56
5.2.3	Transmissionsmessungen mit Laserpulsen	59
5.2.4	Extinktionsgrenze der FRS-Jod-Zelle	61
5.2.5	Beobachtungspositionen	61
6	Kombinierte Messungen	68
6.1	Zeitlich gemittelte Auswertung	70
6.1.1	Korrekturen bei DGV	72
6.1.2	Korrekturen bei FRS	73
6.1.3	Variation der Seeding-Dichte	76
6.1.4	Linienprofile	79
6.2	Auswertung der Einzelbilder	80
6.3	Diskussion der Ergebnisse	83
6.3.1	Beurteilung der DGV-Ergebnisse	83
6.3.2	Beurteilung der FRS-Ergebnisse	85
6.3.3	Optimierungsmöglichkeiten des kombinierten Verfahrens	89
7	Zusammenfassung und Ausblick	92

Kurzbeschreibung

Doppler Global Velocimetry (DGV) und Filtered Rayleigh Scattering (FRS) sind optische Messverfahren, die auf der spektralen Filterung von Streulicht eines Lasers beruhen. Sie ermöglichen die flächige Bestimmung dreidimensionaler Geschwindigkeiten (DGV) und Temperaturen (FRS) in Gasmischungen. Dabei erlauben DGV und FRS den Einsatz von Bildleitern und CCD-Kameratechnik zur Abbildung der Messebene, weshalb sie selbst in schwer zugänglichen, realen Messumgebungen Resultate liefern.

Die simultane Anwendbarkeit dieser Messverfahren würde eine zeit- und aufwandseffiziente Methode zur umfassenden Charakterisierung von Strömungs- und Verbrennungssphänomena darstellen. Wenngleich sowohl DGV als auch FRS als Streulichtverfahren bezeichnet werden, unterscheiden sie sich aber in den untersuchten Streuprozessen. DGV vermisst die Mie-Streuung an Partikeln mit Durchmessern in der Größenordnung von $1\mu\text{m}$, welche für gewöhnlich dem Messvolumen beigefügt werden. FRS hingegen detektiert spektrale Anteile der Rayleigh-Streuung an den Molekülen der Gasmischung. Die Herausforderung simultaner Anwendungen besteht darin, FRS-Messungen nicht durch das für DGV notwendige Mie-Streulicht zu verfälschen.

In dieser Arbeit wird die Entwicklung eines Messverfahren beschrieben, welches die simultane Anwendung von DGV und FRS realisiert. Zur spektralen Filterung des Streulichts wurden zwei Jod-Zellen eingesetzt. Die Betriebsbedingungen der Jod-Zellen wurden so ausgewählt, dass für FRS Mie-Streulicht in der Beobachtungsebene hinreichend unterdrückt wurde, während DGV selbiges auf Doppler-Frequenzverschiebungen untersuchen konnte. Es werden simultane Messungen an laminaren, stationären Strömungsfeldern realisiert, welche geringere Anforderungen an die Systemkomponenten stellen. Die Ausleuchtung der Messebene geschah mit einem frequenzstabilen, gepulsten Laser mit hoher Pulsenergie (250mJ) und kurzer Pulsdauer ($1\mu\text{s}$). Sowohl stationäre (Mittelung über 100 Laserpulse) als auch instationäre (Einzelpulse) Aufnahmen des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes wurden untersucht.

1 Motivation

Optische Messverfahren sind heute aus der Forschung in der Antriebstechnik kaum wegzudenken. Dabei kommen sie nicht nur in der Luftfahrt bei der Entwicklung von Triebwerken zum Einsatz, sondern auch in diversen Bereichen der Automobilindustrie, insbesondere der Motorenentwicklung. Auch wenn numerische Simulationen immer umfangreicher und genauer in ihren Möglichkeiten werden, bedarf es weiterhin der Überprüfung und Verifizierung numerischer Resultate mittels Messungen an realen, oftmals skalierten Testobjekten.

In einigen Anwendungsfällen werden Sonden in die Messumgebung eingebracht, um Strömungen und chemische Prozesse in Fluiden zu untersuchen. Bei solchen Sondentechniken kann es allerdings vorkommen, dass die untersuchten Vorgänge durch die Messungen beeinflusst werden und damit die Ergebnisse an Aussagekraft einbüßen. Im Gegensatz dazu erlauben optische Messverfahren berührungslose Untersuchungen in Fluiden, wenn optischer Zugang zu der Messumgebung gewährleistet werden kann. Das Hauptaugenmerk liegt in dieser Arbeit auf der präzisen Bestimmung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern.

Die verschiedenen Verfahren kann man danach unterscheiden, ob man mit ihnen punktuelle oder planare Informationen in einem vorgegebenen Messvolumen erhält. Punktuelle Verfahren treffen dabei mit einer Einzelmessung Aussagen über ein eingeschränkt großes Teilvolumen. Planare Verfahren hingegen decken mit einer Messung bereits einen flächigen Schnitt durch das Messvolumen ab. Sie liefern zwar oftmals nicht so präzise Informationen wie vergleichbare Punktmessverfahren, aber sie ermöglichen mit wenigen Messungen die Untersuchung größerer Messvolumina. So werden nicht nur der zeitliche Aufwand und die Kosten erheblich reduziert, auch zeitliche Entwicklungen in der Messebene können analysiert werden, was bei zunehmender Bedeutung der Turbulenzforschung von hohem Interesse ist.

Für planare Geschwindigkeitsmessungen wird heutzutage vorwiegend die Particle Image Velocimetry (PIV) eingesetzt. Als Alternative zu PIV wurde ab den 90er Jahren die Doppler Global Velocimetry (DGV) entwickelt. Wie viele andere Messtechniken findet DGV Nachfrage in sehr speziellen Anwendungsbereichen. Im Vergleich zu PIV ist DGV aufwendiger zu betreiben, besitzt dafür allerdings das Potential, in Messumgebungen mit beschränktem optischem Zugang unter Verwendung von Bildleitern Resultate zu erzielen, sowie in Hochdruckumgebungen, wo durch Abbildungsstörungen Einzelpartikel nicht mehr hinreichend scharf abgebildet werden können.

Zur Vermessung von Temperaturen in Verbrennungsprozessen werden häufig spektroskopische Verfahren auf Basis von Raman-Streuung (z.B. Coherent Anti-Stokes Raman

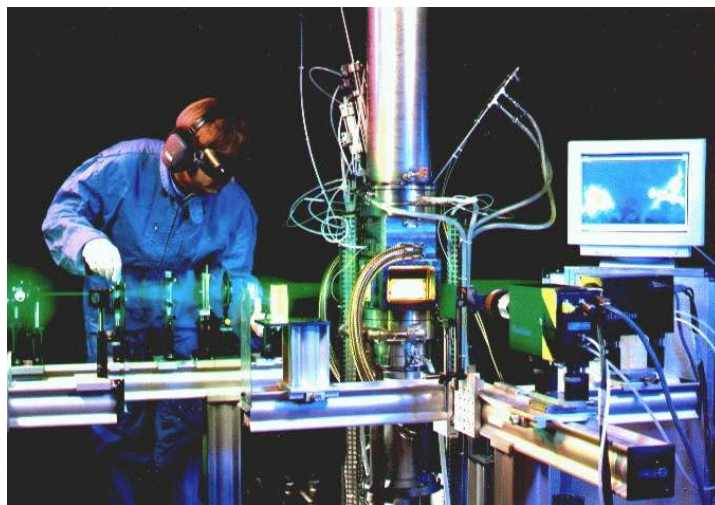


Abb. 1.1: Aufbau für Messungen mittels Laser-induzierter Fluoreszenz an einem Prüfstand des Instituts für Antriebstechnik des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt

Scattering, kurz: CARS) oder Laser-induzierter Fluoreszenz (LIF) eingesetzt. Mit der Entwicklung auf dem Sektor der digitalen Kamertechnologie hin zu signalverstärkenden CCD-Chips rücken auch Verfahren wie Gefilterte Rayleigh Streuung (Filtered Rayleigh Scattering, kurz: FRS) in den Blickpunkt des Interesses.

Sowohl FRS wie auch die zuvor erwähnte Geschwindigkeitsmesstechnik DGV beruhen auf der spektralen Filterung von Streulicht mittels Absorption in atomaren bzw. molekularen Gasen. Daher können beide Streulicht-Verfahren auf ähnliche oder gar identische Systemkomponenten (Laser, Kamera, Bildleiter, Spektralfilter) zurückgreifen, was die Möglichkeit eröffnet, DGV und FRS simultan einzusetzen und so zeitlich und räumlich korrelierte Messwerte von Geschwindigkeit und Temperatur zu erhalten. Die Korrelationen ergeben sich hierbei aus der Überlagerung der Beobachtungsebenen und -zeiträume beider Techniken. Die Kombination gerade dieser Verfahren ist besonders interessant, weil beide Messtechniken durch den Einsatz von Bildleitern in Umgebungen mit beschränktem, optischem Zugang eingesetzt werden können.

Die Entwicklung und Umsetzung eines solchen kombinierten Verfahrens war Ziel dieser Arbeit.

2 Grundlagen

2.1 Prinzip der Doppler Global Velocimetry

Die Doppler Global Velocimetry¹ (DGV) ist ein planares optisches Messverfahren zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in fluiden Strömungen. Der Strömung beige-setzte Streupartikel, sogenanntes Seeding, werden von einem Laserstrahl angeleuchtet und das an den Teilchen gestreute Laserlicht von einem Kamerasystem detektiert. Der Laserstrahl wird durch eine Linsenoptik zu einem Lichtschnitt definierter Höhe und Breite aufgeweitet um einen flächigen Messbereich untersuchen zu können.

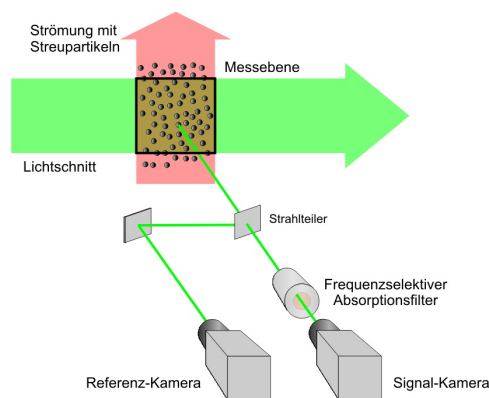


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau der Doppler Global Velocimetry: Laserlicht wird an Seeding in einer Strömung gestreut und von zwei CCD-Kameras (mit und ohne Absorptionsfilter) detektiert. Aus Gründen der Veranschaulichung ist lediglich der Strahlengang nach Streuung an einem Einzelpartikel dargestellt. Der Einsatz von CCD-Kameras und Jod-Zellen ermöglicht die gleichzeitige Abbildung einer ganzen Messebene.

Durch die Streuung an den Streupartikeln, die eine Geschwindigkeit entsprechend des lokalen Strömungsfeldes besitzen, wird das Laserlicht aufgrund des Doppler-Effektes frequenzverschoben. Das gestreute Laserlicht wird von zwei CCD-Kameras detektiert. Die eine Kamera (Signalkamera) erfasst das Streulicht durch einen spektralen Filter, die andere Kamera (Referenzkamera) ungefiltert. Der Filter besteht aus einem Gas, dessen Absorptionsspektrum im Frequenzbereich des eingesetzten Lasers Absorptionslinien aufweist.

¹Gelegentlich auch als Planar Doppler Velocimetry (PDV) bezeichnet

Die Geschwindigkeitsinformation gewinnt man aus dem Verhältnis der Signalintensitäten beider Kameras, der Transmission. Mit jeder Änderung der Frequenz des Streulichtes ändert sich die Transmission, weil der Filter vor der Signalkamera aufgrund seines frequenzabhängigen Absorptionsprofils mehr oder weniger Licht absorbiert. Kennt man die Transmission bei der ursprünglich eingestrahnten Laserfrequenz, so ist jede Transmissionsänderung eindeutig einer Frequenzänderung zuzuordnen, und jede Frequenzänderung über den Doppler-Effekt einer Geschwindigkeitskomponente des streuenden Teilchens. Das Messprinzip der DGV[Kom90] besteht also darin, mit Hilfe frequenzsensitiver Filter und unter Ausnutzung des Doppler-Effektes Transmissionsänderungen in Geschwindigkeiten zu konvertieren². Damit selbst kleine Frequenzverschiebungen des einfallenden Laserlichtes noch messbare Transmissionsänderungen hervorrufen, ist es wichtig, dass die unverschobene Laserfrequenz nicht auf das Minimum, sondern auf die Flanke einer Absorptionslinie im Spektrum des absorbierenden Gases eingestellt wird (vgl. Abb. 2.3).

Mit einem DGV-System, bestehend aus einem Lichtschnitt und einer Kamerablickrichtung, lässt sich lediglich eine Komponente der Strömungsgeschwindigkeit bestimmen. Sollen dreidimensionale Geschwindigkeitsvektoren vollständig bestimmt werden, hat man verschiedene Möglichkeiten der Konfiguration eines DGV-Systems:

- Drei Lichtschnitte und eine Beobachtungsrichtung
- Ein Lichtschnitt und drei Beobachtungsrichtungen

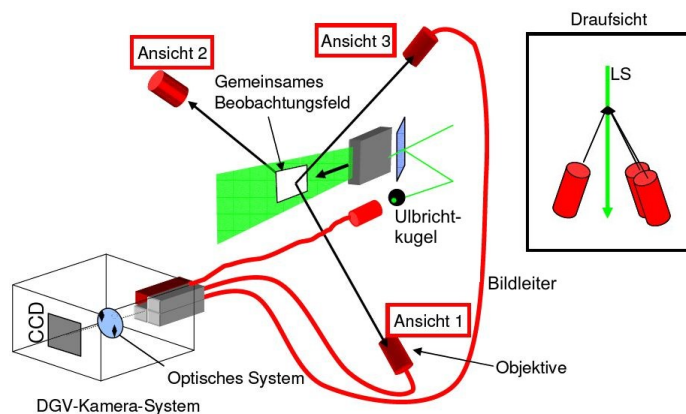
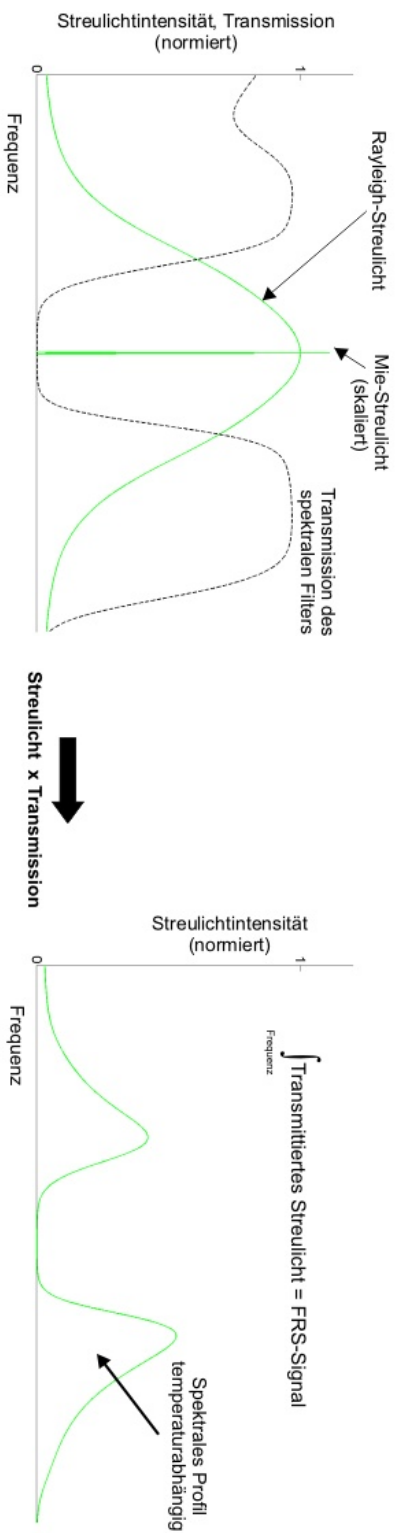


Abb. 2.2: Konzeption eines DGV-Aufbaus, der auch zeitaufgelöste Messungen erlaubt: Drei Objektive bilden einen Lichtschnitt mittels Bildleiter auf das Kamera-System ab; ein viertes Objektiv nimmt das Austrittsfenster einer Ulbricht-Kugel (diffuser Streuer) auf, welche der Ermittlung der momentanen Starttransmission dient. (in Anlehnung an [Sch07])

²Durch die pixelweise Auswertung von CCD-Kamera-Aufnahmen erzielt die DGV eine hohe räumliche Auflösung

Gefilterte Rayleigh Streuung



Doppler Global Velocimetry

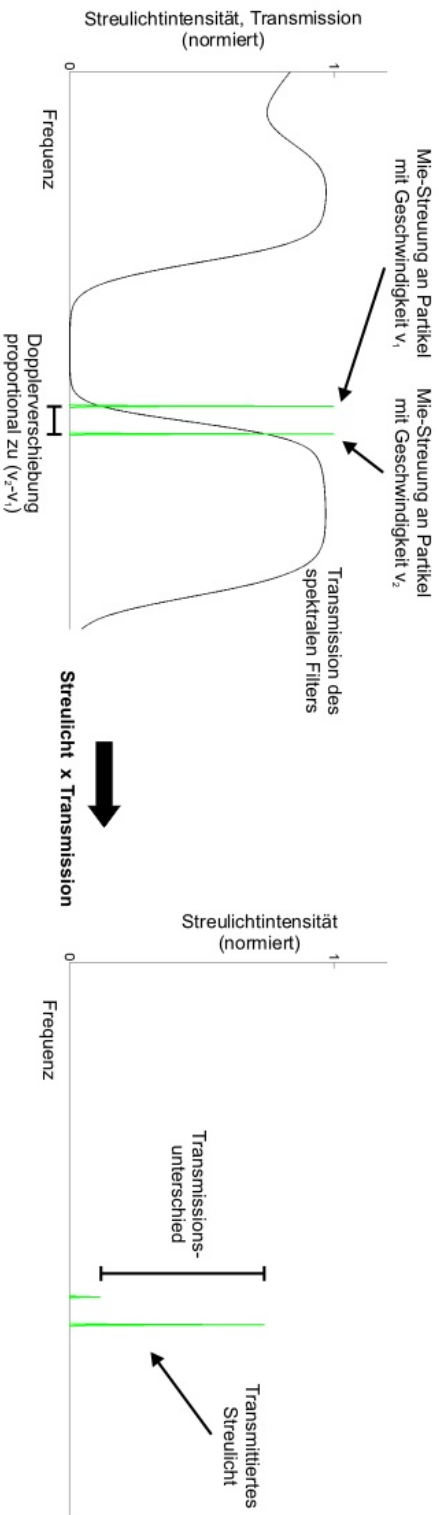


Abb. 2.3: Spektrale Absorptionsfilterung: Bei FRS (links) wird das schmalbandige Mie-Signal vollständig unterdrückt, die Flügel des breiten Rayleigh-Signals bleiben nahezu ungefiltert; DGV (rechts) nutzt hingegen die Transmissionsänderung bei Doppler-Verschiebung des Mie-Signals auf der Absorptionsflanke.

Die meisten bisherigen Anwendungen von DGV beschränkten sich auf zeitlich gemittelte Messungen. Diese lassen sich sowohl mit drei Lichtschnitten als auch mit drei Beobachtungsrichtungen realisieren [WSK⁺06]. Sollen allerdings auch instationäre Vorgänge untersucht werden können, so kann dies nur mit einem Lichtschnitt und drei Beobachtungsrichtungen geschehen. Um den Lichtschnitt - respektive den vom Lichtschnitt ausgeleuchteten Teil der Strömung - dabei wirklich aus allen drei Blickrichtungen simultan aufzunehmen, bräuchte man drei DGV-Kamerasysteme (sechs Kameras, drei spektrale Filter) mit separater Bildauswertung. Aus Kostengründen und zur Reduktion von Fehlerquellen ist es günstiger, ein einziges Kamerasystem in Kombination mit einem Vielfachbildleiter zu verwenden. Dieser kombiniert in seiner Austrittsfläche das Signallicht aus mehreren Blickrichtungen, welches dann auf Referenz- und Signalkamera abgebildet werden kann (Abb. 2.2). Drei DGV-Blickrichtungen reichen bereits aus, um aus den gemessenen Frequenzverschiebungen drei linear unabhängige Geschwindigkeitskomponenten zu errechnen, die anschließend noch in ein orthogonales Koordinatensystem transformiert werden können.

2.2 Prinzip der Gefilterten Rayleigh Streuung

Die Gefilterte Rayleigh Streuung (FRS) ist ein planares optisches Messverfahren zur Bestimmung von Temperaturen in fluiden Strömungen und Verbrennungsprozessen. Sie bedient sich dabei der elastischen Lichtstreuung an Gasmolekülen, der sogenannten Rayleigh-Streuung. Für gewöhnlich wird dieser Streueffekt von der Mie-Streuung an größeren Partikeln wie z.B. Staub überstrahlt und wäre daher nur in äußerst sauberer, d.h. staub- und partikelfreier Umgebung nutzbar. Durch Verwendung eines spektralen Filters lässt sich ein Teil des Rayleigh-Streusignals dennoch ohne Überlagerung des Mie-Signals messen:

Während die Mie-Streuung spektral sehr schmalbandig ist, sind molekulare Rayleigh-Streulinien spektral deutlich breiter³. Verwendet man wie bei der DGV als spektralen Filter ein absorbierendes Gas und stimmt die Frequenz des einfallenden Laserlichtes auf das Minimum einer Absorptionslinie im Spektrum dieses Gases ab, so wird das Mie-Streulicht in Folge seiner geringen spektralen Bandbreite gänzlich im Filter absorbiert. Vom Rayleigh-Streulicht hingegen werden lediglich die spektralen Komponenten des Linienkerns absorbiert, während die spektralen Komponenten in den Flügeln über die Absorptionslinie hinausragen und als verhältnismäßig schwaches Reststreusignal mit einer CCD-Kamera detektiert werden können (Abb. 2.3). Die Stärke dieses Signals ist über die Gasdichte und über Linienverbreiterungseffekte mit der Gastemperatur im streuenden Volumen korreliert. Mit steigender Temperatur erhöht sich die Breite der Rayleigh-Linie und damit auch die Intensität in den Flügeln, die Dichte hingegen sinkt bei Zunahme der Temperatur. Aufgrund dieser komplexen Abhängigkeiten bedarf es einer möglichst

³Die größeren Mie-Streuer unterliegen geringeren thermischen Bewegungen.

genauen Modellierung der spektralen Profile der Filterabsorption und des Laserstreu-
lichts, um aus den Kamerasignal-Intensitäten auch präzise auf die jeweilige Temperatur
schließen zu können.

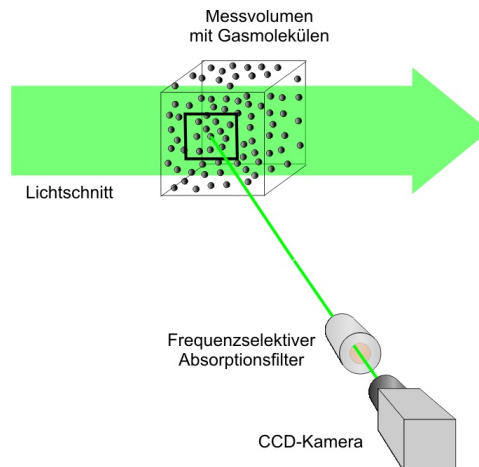


Abb. 2.4: Schematischer Aufbau der Gefilterten Rayleigh Streuung: Laserlicht wird an Gasmolekülen gestreut und von einer CCD-Kamera hinter einem Absorptionsfilter detektiert. Zur Veranschaulichung ist lediglich der Strahlengang nach Streuung an einem Einzelpartikel dargestellt. Der Einsatz von CCD-Kameras ermöglicht die gleichzeitige Abbildung einer ganzen Messebene.

2.3 Theoretische Betrachtungen

2.3.1 Doppler-Effekt

Die Doppler Global Velocimetry beruht auf dem für Wellen beobachtbaren Effekt, dass sich bei relativer Bewegung von Quelle zu Beobachter eine Veränderung in der Frequenz der emittierten Welle messen lässt. Diese Erscheinung wurde erstmals 1842 von Christian Doppler vorhergesagt und wird seither auch als Doppler-Effekt bezeichnet.

Für Schallwellen ist der Effekt vom Martinshorn wohlbekannt: Das akustische Signal eines Rettungsfahrzeugs erscheint im Ton höher, wenn sich das Fahrzeug auf uns zubewegt, und tiefer, wenn es sich von uns wegbewegt. Für elektromagnetische Wellen tritt die Doppler-Verschiebung unter anderem bei der Rotverschiebung von Sternen-Spektren in Erscheinung.

Im Bereich der Strömungsmesstechnik werden Strömungsgeschwindigkeiten bis um die $3000 \frac{m}{s}$ untersucht, so dass auf eine relativistische Betrachtung des Effekts verzichtet werden kann. [Röh99] Es reicht also den klassischen Doppler-Effekt für elektromagnetische Wellen zu betrachten. Dieser liefert bei einer Bewegung der Lichtquelle (Frequenz ν_0)

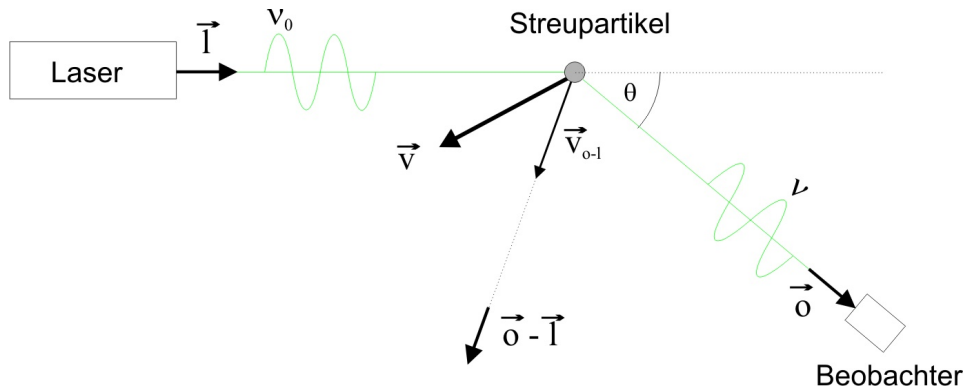


Abb. 2.5: Streuung von Laserlicht an einem bewegten Teilchen: θ ist der Streuwinkel, der Sensitivitätsvektor $\vec{o} - \vec{l}$ halbiert den Winkel $180^\circ - \theta$ und geht maßgeblich in die Dopplerverschiebung der Lichtfrequenz ein. Die Vektoren \vec{l} und \vec{o} spannen die sogenannte Streuebene auf.

mit der Geschwindigkeit \vec{v} und ruhendem Beobachter für die vom Beobachter wahrgenommene Frequenz ν [Alb86]:

$$\nu = \nu_0 \cdot \frac{1}{1 - \frac{\vec{l} \cdot \vec{v}}{c}}, \quad (2.1)$$

wobei für den Effekt die Geschwindigkeitskomponente in Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle (Einheitsvektor \vec{l}), $\vec{v} \cdot \vec{l}$ maßgeblich ist. Ruht hingegen die Lichtquelle und bewegt sich stattdessen der Beobachter mit der Geschwindigkeit \vec{v} , so ergibt sich als Frequenzverschiebung in der Beobachtungsrichtung (Einheitsvektor \vec{o}):

$$\nu = \nu_0 \cdot \left(1 - \frac{\vec{o} \cdot \vec{v}}{c}\right) \quad (2.2)$$

Betrachten wir nun eine Situation wie in Abb. 2.5, bei der das Licht einer Laserlichtquelle an einem bewegten Teilchen (Geschwindigkeit \vec{v}) gestreut und schließlich von einem Beobachter detektiert wird. Bezüglich des (ruhenden) Lasers fungiert das Teilchen als bewegter Beobachter, bevor es als bewegte Quelle das Licht in die Beobachtungsrichtung streut. Für aus der Strahlrichtung \vec{l} in Beobachtungsrichtung \vec{o} gestreutes Licht ergibt sich unter der Voraussetzung $|\vec{v}| \ll c$ die Doppler-Verschiebung $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ zu

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} \cdot (\vec{o} - \vec{l}) \cdot \vec{v}. \quad (2.3)$$

Die beobachtbare Frequenzverschiebung ist unmittelbar proportional zu der Geschwindigkeitskomponente $v_{o-l} = \frac{(\vec{o} - \vec{l})}{|\vec{o} - \vec{l}|} \cdot \vec{v}$ des Teilchens entlang der Winkelhalbierenden zwischen Einfalls- und Streurichtung des Laserlichts. Mit dem Streuwinkel θ kann man den

Ausdruck (2.3) weiter umformen:

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} \cdot v_{o-l} \cdot 2 \cdot \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.4)$$

In Ausdruck (2.4) lässt sich leicht erkennen, dass die Frequenzverschiebung einerseits maximal wird, wenn die Beobachtungsrichtung so gewählt wird, dass sich das Teilchen genau in Richtung $(\vec{o} - \vec{l})$ bewegt. Andererseits wird die Dopplerverschiebung in Rückwärtsstreuung ($\theta = 180^\circ$) am größten, wohingegen sie in Vorwärtsstreuung ($\theta = 0^\circ$) gänzlich verschwindet. $(\vec{o} - \vec{l})$ wird üblicherweise auch als Sensitivitätsvektor bezeichnet. Für einen Laser der Wellenlänge $\lambda = 532\text{nm}$ beträgt zum Beispiel bei Beobachtung unter $\theta = 90^\circ$ die Frequenzverschiebung pro $1\frac{\text{m}}{\text{s}}$ in der sensitivsten Richtung $(\vec{o} - \vec{l})$ ungefähr $\Delta\nu \approx 2,7\text{MHz}$.

Frequenzverschiebungen gemäß des Doppler-Effektes treten nicht nur bei der Anwendung von DGV auf, sondern sie sind gleichermaßen auch bei FRS zu berücksichtigen.

2.3.2 Streuung von Licht

Sowohl DGV als auch FRS analysieren die Streuung von Licht an kleinen Partikeln, die ungefähr so groß wie die Wellenlänge des streuenden Lichts oder kleiner sind. Die zur DGV eingesetzten Aerosolteilchen verfügen gewöhnlich über Durchmesser zwischen 100nm und 1000nm, welche in der Größenordnung der Wellenlängen des visuellen Spektrums elektromagnetischer Wellen liegen - oder sogar darunter. Grundsätzlich unterscheidet man in der Theorie der Streuung von Licht an Teilchen zwischen Prozessen geometrischer und elektromagnetischer Natur, in Abhängigkeit der Lichtwellenlänge λ und des Teilchendurchmessers d :

- $\lambda \gg d$: geometrische Optik
- $\lambda \lesssim d$: elektromagnetische Wellenoptik

Mie-Streuung

Für die Lichtstreuung an homogenen, sphärischen Teilchen ($\lambda \approx d$) stellte erstmals Gustav Mie 1908 exakte mathematische Berechnungen an. Die nach ihm benannte Mie-Theorie bildet noch heute die Grundlage für die - in der Regel numerischen - Berechnungen dieser komplexen Streuprozesse und ist in erster Ordnung auch auf nichtsphärische Partikel anwendbar[BH83]. Seine Theorie beschreibt die Absorption und Streuung einer elektromagnetischen Welle in der Elektronenwolke eines Streupartikels. Die Elektronenwolke wird unter Aufnahme der Energie der Welle zu einer Dipolschwingung angeregt und strahlt diese Energie vollständig, aber anisotrop in Form einer elektromagnetischen Welle ab[Voi99]. Die in einer bestimmten Streurichtung detektierbare Intensität hängt einerseits vom Streuwinkel ab, aber auch von Teilchendurchmesser und Wellenlänge.

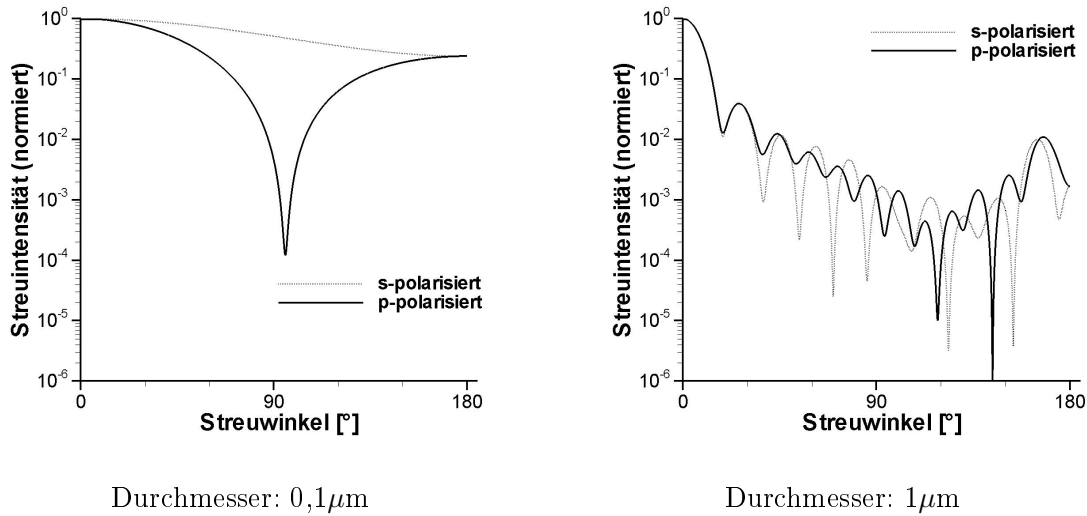


Abb. 2.6: Simulierte Intensitätsverteilung der Mie-Streuung (grünes Laserlicht, Paraffin-Sphären) in Abhängigkeit des Streuwinkels. Dargestellt sind die Intensitäten für Polarisierungen senkrecht und parallel zur Streuebene, normiert auf die jeweilige Intensität bei 0°. Berechnung auf Grundlage des Quellcodes aus [BH83].

Betrachtet man die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Streuwinkel, so kann man bei sehr kleinen Teilchendurchmessern (Abb. 2.6) die Abstrahlcharakteristik des Hertz-schen Dipols mit dem Minimum unter 90° erkennen. Für solche Durchmesser d , die deutlich kleiner als die Lichtwellenlänge sind, bezeichnet man den Streuprozess auch als Rayleigh-Streuung. Auch für größere Mie-Streuer lässt sich eine solche Winkelverteilung beobachten, es kommt aber zu Oszillationen der Streuintensität und einer Asymmetrie des Streuquerschnitts zu Gunsten der Vorwärtsstreuung (Abb. 2.6). Diese Oszillationen kommen durch Interferenzeffekte zustande, die auftreten, wenn das Streuteilchen groß genug ($d \approx \lambda$) ist.

Bei der Streuung an einem Ensemble von Teilchen geht die gesamte Streuintensität aus der Streuung an Teilchen mit einer gegebenen Durchmesser-Verteilung hervor. Abb. 2.7 zeigt, wie die Interferenzeffekte auch für größere mittlere Teilchendurchmesser verschwinden, da sich die Oszillationen herausmitteln. Zur Durchführung der in der Arbeit geschilderten DGV-Versuche wurden den vermessenen Strömungen Seeding beigemischt, welches mit einem Partikel-Generator erzeugt wurden. Eine vermessene Winkelverteilung der Streuintensität unter Verwendung von Glycerin ist in Abb. 2.8 zu sehen. In beiden Diagrammen lässt sich erkennen, dass die Streuintensität in Vorwärtsstreuung ($\theta < 90^\circ$, vgl. Abb. 2.5) um mehr als eine Größenordnung größer ist als die Intensität in Rückwärtsstreuung. Für Streuwinkel $\theta \approx 120^\circ$ wird die Streuintensität minimal. Im Sinne der DGV würde man also gerne in Vorwärtsstreuung messen um möglichst hohe Signalintensitäten zu erreichen. Allerdings werden in Vorwärtsstreuung die Doppler-Verschiebungen geringer, weshalb die Wahl der Beobachtungsrichtung zu einem Kompromissspiel zwischen

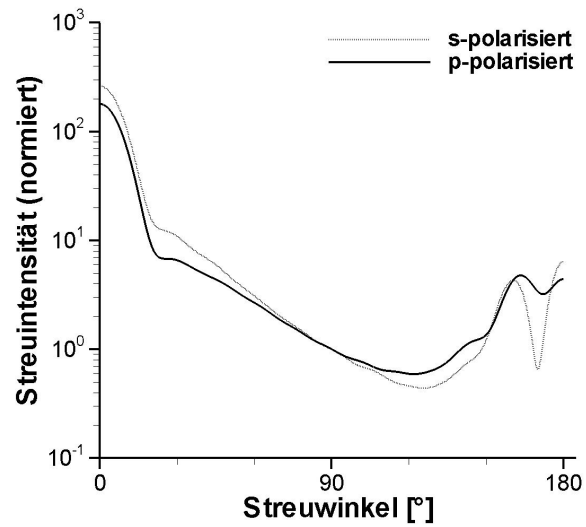


Abb. 2.7: Simulierte Intensitätsverteilung für Streuung von grünem Laserlicht an einem Teilchenensemble (Glycerin) mit Durchmessern zwischen $0,1\mu\text{m}$ und $1\mu\text{m}$, normiert auf die Intensität unter $\theta = 90^\circ$. Simulation auf Grundlage des Quellcodes aus [BH83].

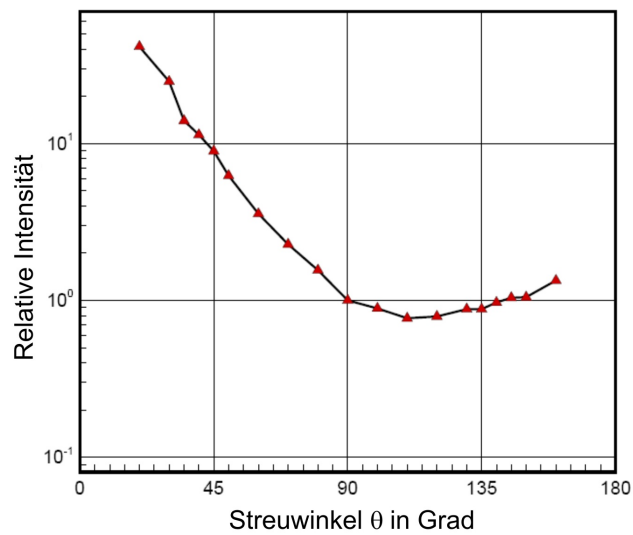


Abb. 2.8: Mie-Streuung bei Licht mit einer Wellenlänge von 514nm , gemessen an Glycerin-Teilchen. Aufgetragen ist die Streulichtintensität in Abhängigkeit vom Streuwinkel, normiert auf die Intensität unter $\theta = 90^\circ$. (aus [Wil05])

möglichst hohem Signallevel einerseits und möglichst guter Auflösung der Dopplerverschiebungen andererseits wird.

Die Betrachtungen an dieser Stelle gelten lediglich für parallel zur Streuebene linear polarisiertes Licht⁴. Die Mie-Streuquerschnitte für Polarisierung parallel zur Streuebene und senkrecht dazu unterscheiden sich grundsätzlich für einzelne Teilchen. Für ein Ensemble von Teilchen sind die Unterschiede weitaus geringer.

Für die numerische Berechnung und die Darstellung der Mie-Streuquerschnitte existiert frei zugängliche Software, die für die Berechnungen den von Bohren und Hoffman veröffentlichten Quellcode verwendet [BH83].

Rayleigh-Streuung

Findet Streuung von Licht an Teilchen statt, die sehr kleine Durchmesser im Vergleich zur Wellenlänge des Lichts besitzen, so lässt sich die Mie-Theorie für den Fall $\frac{d}{\lambda} \ll 1$ nähern. Dieser Fall der Mie-Streuung wird in der Literatur auch als Rayleigh-Streuung bezeichnet. Die Intensität I_s des gestreuten Lichtes lässt sich in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ , dem Beobachterabstand r und der einfallenden Intensität I_0 beschreiben als

$$I_s(\theta, \chi, r)_{\parallel, \perp} = \frac{i(\theta, \chi)_{\parallel, \perp}}{k^2 r^2} \cdot I_0 \quad (2.5)$$

wobei $\chi = k \cdot \frac{d}{2} = \frac{n\pi d}{\lambda}$ (n : Brechungsindex des Teilchens, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$: Betrag des Wellenvektors) der sogenannte Mie-Parameter ist [Dol08]. i_{\parallel} und i_{\perp} beschreiben die Anteile des gestreuten Lichtes mit Polarisierungen parallel bzw senkrecht zur Streuebene⁵. Durch Näherung für $\frac{d}{\lambda} \ll 1$ erhält man nach [BH83] für die polarisationsabhängigen Anteile:

$$i_{\parallel} = \frac{9 |a_1|^2}{4k^2 r^2} \cdot \cos^2 \theta \quad (2.6)$$

$$i_{\perp} = \frac{9 |a_1|^2}{4k^2 r^2} \quad (2.7)$$

Mit dem Näherungsergebnis für den Streulichtkoeffizienten a_1 erster Ordnung,

$$a_1 = -i \cdot \frac{2\chi^3}{3} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}, \quad (2.8)$$

nehmen die polarisationsabhängigen Streulichtintensitäten die Form

$$I_{s,\parallel} = I_0 \cdot \frac{\pi^4 d^6 n^4}{4\lambda^4 r^2} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right| \cdot \cos^2 \theta \quad (2.9)$$

$$I_{s,\perp} = I_0 \cdot \frac{\pi^4 d^6 n^4}{4\lambda^4 r^2} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right| \quad (2.10)$$

an. Dieses Resultat zeigt die Winkelabhängigkeit der Rayleigh-Streuung:

⁴Das verwendete Laserlicht ist in der Regel linear polarisiert.

⁵Die Streuebene ist die Ebene, die aus den Richtungen des einfallenden und des gestreuten Lichtes aufgespannt wird (vgl. Abb. 2.5).

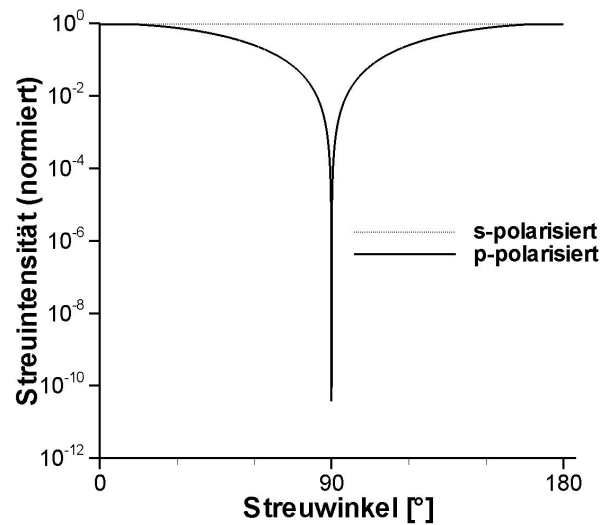


Abb. 2.9: Simulierte Intensitätsverteilung der Rayleigh-Streuung (grünes Laserlicht, Sphärisches Molekül) in Abhängigkeit des Streuwinkels. Dargestellt sind die Intensitäten für Polarisierungen senkrecht und parallel zur Streuebene, normiert auf die jeweilige Intensität bei 0°. Berechnung auf Grundlage des Quellcodes aus [BH83].

Lediglich das Licht mit einer Polarisation parallel zur Streuebene wird winkelabhängig gestreut. Seine Intensität erreicht ihr Minimum unter einem Streuwinkel von $\theta = 90^\circ$ und wird maximal in Vorwärts- und Rückwärtsstreuung. Die senkrecht zur Streuebene polarisierte Komponente des einfallenden Lichts wird hingegen in alle Richtungen gleichermaßen gestreut. Ist das einfallende Licht z.B. senkrecht polarisiert, so beobachtet man unter allen Streuwinkeln θ im gleichen Abstand r dieselbe Streuintensität (Abb. 2.9).

Man erkennt außerdem, dass die Streuintensität für die Rayleigh-Streuung mit der sechsten Potenz des Teilchendurchmessers zunimmt. Der Streuquerschnitt für die Rayleigh-Streuung an sehr kleinen Partikeln ist daher im Vergleich zur Mie-Streuung an größeren Partikeln um einige Größenordnungen geringer. Den Zusammenhang $I_s \propto \frac{1}{\lambda^4}$ leitete Lord Rayleigh bereits 1871 her, weshalb dieser Streuprozess auch seinen Namen trägt. Die Relation zeigt den Dipolcharakter der Streuung, da auch die abgestrahlte Dipolleistung umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge ist [MLF01].

Betrachtet man die Rayleigh-Streuung an Luft oder auch an Gasgemischen in Verbrennungsprozessen, so findet dort Streuung an asphärischen Molekülen statt, für die die ursprüngliche Annahme homogener, sphärischer Partikel in der Mie-Theorie natürlich nicht mehr gerechtfertigt ist. Modellrechnungen für u.a. zylindersymmetrische diatomige Moleküle zeigen aber, dass sich die Streuquerschnitte für beide Polarisationsrichtungen zwar im Detail ändern, das senkrecht zur Streuebene polarisierte Licht aber weiterhin isotrop

gestreut wird und das parallel polarisierte Licht eine Winkelabhängigkeit trägt.[MLF01] Diese Modellrechnungen werden für die Berechnung von Rayleigh-Streulichtspektren bei Gefilterter Rayleigh-Streuung herangezogen.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass es zwar möglich ist, Mie- und Rayleigh-Streuung aus der gleichen mathematischen Theorie abzuleiten, sich beide Regime aber deutlich durch die Größen der Streuteilchen und ihre Winkelabhängigkeiten voneinander abgrenzen. Auch die Charakteristik der Streuprozesse stellt sich verschieden dar: Rayleigh-Streuung beschreibt eine reine Dipolstreuung, während bei der Mie-Streuung zusätzlich Beugungs- und Reflexionseffekte einfließen.

Spektrale Streueigenschaften

Nachdem der Prozess der elektromagnetischen Streuung bezüglich seiner Intensitäten beschrieben wurde, stellt sich noch die Frage, wie sich die Streuung auf das Frequenzspektrum des gestreuten Lichts auswirkt. Laserlicht zum Beispiel ist an sich monochromatisch, das bedeutet, die Abstrahlung per stimulierter Emission findet bei einer diskreten Frequenz statt, welche der Energie des atomaren Emissionsübergangs entspricht. Dies ist allerdings lediglich eine Idealisierung, denn de facto besitzt jede Laserlinie ein spektrales Profil. Stellt man sich nämlich bei der Abstrahlung durch die Atome im aktiven Medium des Lasers die abstrahlenden Elektronen als gedämpfte harmonische Oszillatoren vor, so erkennt man, dass die Abstrahlung zeitlich nicht instantan geschieht, sondern so lange bis die Schwingung des strahlenden Elektrons exponentiell abgeklungen ist. Aus der Fouriertransformierten der zeitabhängigen Schwingungsamplitude lässt sich im Frequenzraum die spektrale Leistung errechnen. Als natürliche Linienbreite ergibt sich für die spektrale Laserleistung bei der Frequenz ν ein Lorentzprofil

$$P(\nu) = P_0 \cdot \frac{4\pi^2 \Delta\nu}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta\nu}{2})^2}, \quad (2.11)$$

welches beschreibt, wie die Gesamtlaserleistung $P_0 = \int_0^\infty P(\nu) d\nu$ bei einer vollen Halbwertsbreite von $\Delta\nu$ um die eigentliche diskrete Frequenz des Übergangs ν_0 verteilt abgestrahlt wird[Dem00].

Auch beim Streuprozess wird eine oszillierende Elektronenwolke angenommen, weshalb die gestreute Leistung erneut eine spektrale Lorentzverteilung aufweist. Zusätzlich muss an dieser Stelle aber berücksichtigt werden, dass sich die streuenden Teilchen bewegen und ein mit der Geschwindigkeit v bewegtes Teilchen das Licht in der Frequenz verschoben streut (siehe Abschnitt 2.3.1).

Nach Gleichung (2.4) ändert sich die Frequenz ν_0 um

$$\begin{aligned}\Delta\nu &= \frac{\nu_0}{c} \cdot v_{o-l} \cdot 2 \sin \frac{\theta}{2} \\ &= \frac{1}{2\pi} v_{o-l} \cdot 2 k_0 \sin \frac{\theta}{2} \\ &= \frac{1}{2\pi} v_{o-l} \cdot K,\end{aligned}\tag{2.12}$$

wobei \vec{k}_0, \vec{k} die Wellenvektoren von einfallendem und gestreutem Laserlicht beschreiben, sowie $\vec{K} = \vec{k} - \vec{k}_0$ den Differenzwellenvektor mit Betrag $K = k_0 \cdot 2 \sin \frac{\theta}{2}$. Betrachtet man ein Gas bei niedrigem Druck p oder hoher Temperatur T , so spielen Stoßprozesse der Gasmoleküle aufgrund großer mittlerer freier Weglängen eine untergeordnete Rolle und die thermische Bewegung der Moleküle ist dominant. Für die Geschwindigkeitskomponente v_{o-l} lässt sich dann eine Gaußsche Häufigkeitsverteilung ansetzen:

$$g(\theta, T, v_{o-l}) dv_{o-l} = \frac{1}{v_w \sqrt{\pi}} \cdot e^{-\left(\frac{v_{o-l}}{v_w}\right)^2} dv_{o-l}\tag{2.13}$$

$v_w = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ (m: Masse eines Gasmoleküls, k_B : Boltzmann-Konstante der Gaskinetik) definiert die wahrscheinlichste Geschwindigkeit. Formt man Gleichung (2.12) nach v_{o-l} um und setzt das Resultat in (2.13) ein, so erhält man auch für die Streufrequenzen eine Gauß-Verteilung um die Laserfrequenz ν_0 ([Dem00],[MLF01]):

$$g(\theta, T, \nu) d\nu = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_T \sqrt{\pi}} \cdot e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_T}\right)^2} d\nu\tag{2.14}$$

$\Delta\nu_T = \Delta\nu_T(\theta, T) = \frac{K}{2\pi} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}$ definiert die volle Halbwertsbreite der Verteilung und wird auch als Doppler-Verbreiterung bezeichnet. Möchte man analog zu (2.11) das Leistungsspektrum $P(\nu)$ bestimmen, so wird die Lorentzverteilung $P(\nu)$ der natürlichen Linienbreite mit der Gauß-Verteilung aus (2.14) gefaltet. Das Resultat ist eine Voigt-Verteilung für $P(\nu)$.

Relevant ist die spektrale Dopplerverbreiterung lediglich für die Rayleigh-Streuung an kleinen Molekülen. Die Streuteilchen bei der Mie-Streuung besitzen eine zu hohe Masse, wodurch die Dopplerverbreiterung $\Delta\nu_T$ gering sowie die Spektrallinienform sehr schmal wird.

Die bisherigen Betrachtungen sind nur gültig, wenn die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle groß ist. Dies ist nicht mehr der Fall, wenn man von einem Gas mit hohem Druck p oder niedriger Temperatur T ausgeht. Die freie Bewegung der Moleküle wird dann unter anderem durch immer stärkere Druck- bzw. Dichteschwankungen eingeschränkt. Solche Dichtefluktuationen treten statistisch auf und pflanzen sich in Form

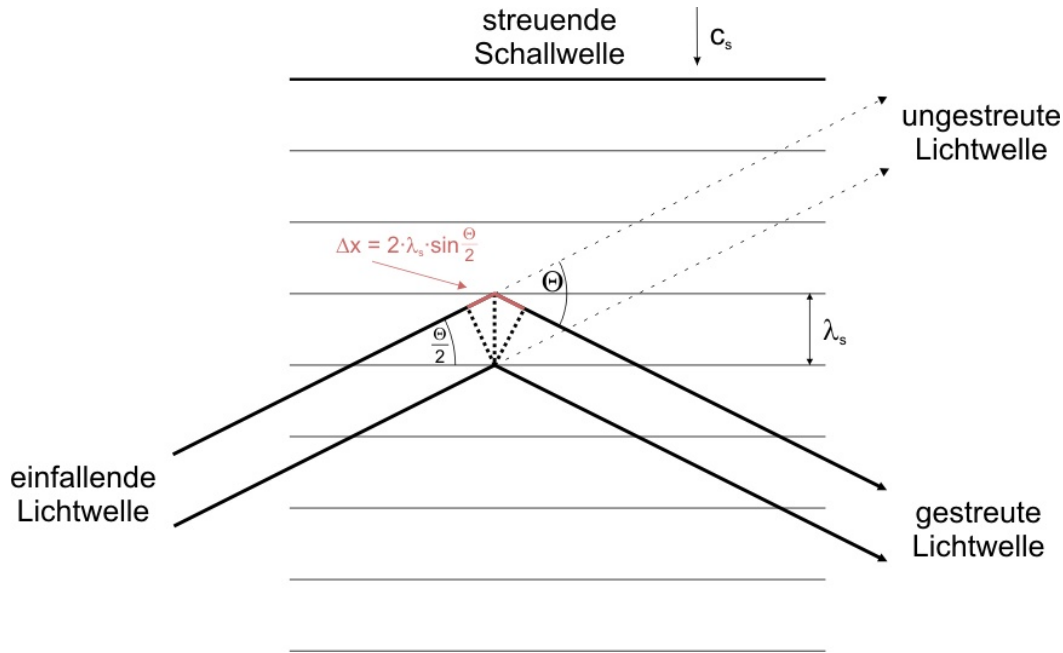


Abb. 2.10: Brillouin-Streuung: Licht wird an akustischen Dichtemodulationen gestreut, wenn die gebeugten Lichtwellen sich konstruktiv überlagern (Bragg-Bedingung).

akustischer Wellen mit der Schallgeschwindigkeit c_s des Mediums fort. Laserlicht der Frequenz ν_0 kann an den entstehenden periodischen akustischen Dichteschwankungen gestreut werden. Durch die Ausbreitung der Fluktuationen mit der Geschwindigkeit c_s tritt bei der Streuung ein Doppler-Effekt auf, der zu einer positiven oder negativen⁶ Dopplerverschiebung

$$\Delta\nu_B = \pm \frac{c_s}{\lambda_s} \quad (2.15)$$

führt, wenn die einfallende Lichtwelle (Wellenlänge λ_0) und die durch das Gas laufende Schallwelle (Wellenlänge λ_s) die Bragg-Bedingung (Abb. 2.10) erfüllen, wie man sie als Bedingung der konstruktiven Interferenz erster Ordnung bei z.B. der Röntgenbeugung in Kristallen kennt ([BS93]):

$$\lambda_0 = 2 \lambda_s \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.16)$$

Für die Frequenzverschiebung ergibt sich damit:

$$\Delta\nu_B = \pm 2 \frac{c_s}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.17)$$

⁶Positive Frequenzverschiebungen ergeben sich für Schallwellen, die der Lichtwelle entgegenlaufen, und umgekehrt.

In Anlehnung an die Streuung an akustischen Gitterschwingungen in Festkörpern wird dieser Streuprozess auch als Brillouin-Streuung bezeichnet. Das Rayleigh-Streuspektrum stellt sich unter diesen Bedingungen (hoher Druck, niedrige Temperatur) nicht mehr als gaußförmige Spektrallinie dar, sondern als Überlagerung dreier Lorentzprofile:

Die unverschobene, zentrale Komponente⁷ sowie die beiden Brillouin-Komponenten bei $\nu_0 - \Delta\nu_B$ (Stokes-Komponente) und bei $\nu_0 + \Delta\nu_B$ (Anti-Stokes-Komponente).

Zur besseren Charakterisierung der Rayleigh-Streuung definiert man über die mittlere freie Weglänge L_m und den Wellenvektor des Streuprozesses K , den dimensionslosen Streuparameter Y : [MLF01]

$$Y \equiv \frac{1}{K \cdot L_m} \quad (2.18)$$

L_m charakterisiert hierbei die Eigenschaften des Gases wie Druck und Temperatur N oder auch Viskosität. Man unterscheidet in folgende Streuregime:

- **$Y \ll 1$: Kinetisches Regime**

niedrige Temperatur, thermisch verbreitertes Streuprofil

- **$Y \gg 1$: Hydrodynamisches Regime**

hohe Temperatur, dominantes Auftreten der Brillouin-Streuung

- **$Y \approx 1$: Übergangsregime**

Überlagerung der Effekte von thermischer Verbreiterung und Brillouin-Streuung

Das kinetische Regime kann über (2.14) ausreichend genau beschrieben werden. Für zweiatomige Gase existieren auch für das hydrodynamische Regime Berechnungsmodelle (siehe z.B. [TBD74]). Der Übergangsbereich lässt sich nach [Mos05] durch eine Transferfunktion

$$F_T(Y) = \left[\frac{1}{2} \frac{\left(\frac{Y}{2}\right)^2 - \left(\frac{Y}{2}\right)^{-2}}{\left(\frac{Y}{2}\right)^2 + \left(\frac{Y}{2}\right)^{-2}} + \frac{1}{2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (2.19)$$

in Abhängigkeit des Y -Parameters modellieren. Die spektrale Streulichtleistungsdichte $S(\nu)$, die sich aus der Leistung über $P(\nu) = \int_V S(\nu) dV$ ergibt, setzt sich dann anteilig aus den Leistungsdichten S_{kin} und S_{hydro} des kinetischen und des hydrodynamischen Regimes zusammen zu

$$S(\nu) = S_{kin} \cdot (1 - F_T(Y)) + S_{hydro} \cdot F_T(Y) \quad (2.20)$$

Die Rayleigh-Streuleistung hängt unmittelbar von der Intensität des einfallenden Lichtes I_0 und der Anzahldichte der Moleküle im Gasvolumen, $\frac{N}{V}$, ab. Nach [Mos05] ergibt sich

⁷ auch: Gross-Komponente

als theoretische⁸ Streuleistung:

$$P_{Ray} = \frac{N}{V} \cdot I_0 \cdot \bar{\sigma}_{Ray} \quad (2.21)$$

Als Größe, die ausschließlich den Streuprozess unabhängig von Intensität und Anzahllichte beschreibt, kann hier über

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{Ray} &= \int_{\Delta\Omega} \left(\frac{\partial \bar{\sigma}_{Ray}}{\partial \Omega} \right) \partial \Omega \\ &= \int_{\Delta\Omega} \left(\sum_i x_i \cdot \frac{\partial \sigma_{Ray,i}}{\partial \Omega} \right) \partial \Omega \end{aligned} \quad (2.22)$$

der effektive Rayleigh-Streuquerschnitt über dem Raumwinkel $\Delta\Omega$ für eine Gasmischung aus i Molekülspezies als Mittelwert der differentiellen Streuquerschnitte gewichtet durch die Molenbrüche x_i eingeführt werden. In den Streuquerschnitt gehen sowohl stoffspezifische Parameter wie Geschwindigkeit, Temperatur und Brechungsindex n_i ein, genauso aber auch Parameter, welche den Streuprozess an sich charakterisieren (Frequenz ν , Streuwinkel θ). Abb. 2.11 zeigt die Variation des Streuspektrums bei verschiedenen Gastemperaturen und -drücken.

Dass nicht nur die Temperaturen das spektrale Profil der Rayleigh-Streuung maßgeblich beeinflussen, sondern auch die Wahl des Streuwinkels θ , lässt sich unmittelbar am Y-Parameter erkennen. Nach (2.18) gilt:

$$Y \propto \frac{1}{K} \propto \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (2.23)$$

Damit wird für kleine Streuwinkel ($\theta \rightarrow 0^\circ$) Y sehr groß und bei konstantem Gasdruck die Rayleigh-Streuung von Brillouin-Streuprozessen dominiert. Für große Streuwinkel ($\theta \rightarrow 180^\circ$) hingegen erhält man bei gleichem Gasdruck ein kinetisches Streuspektrum (siehe auch Abb. 2.12). Der Y-Parameter spiegelt hier die Winkelabhängigkeit der thermischen Verbreiterung wider: Bei kleinen Streuwinkeln wird die Dopplerbreite $\Delta\nu_T$ des kinetischen Streuprofilanteils geringer, da nach (2.12) die Frequenzverschiebungen abnehmen.

⁸Die tatsächlich detektierbare Streuleistung wird durch die Effizienz des Detektorsystems bestimmt.

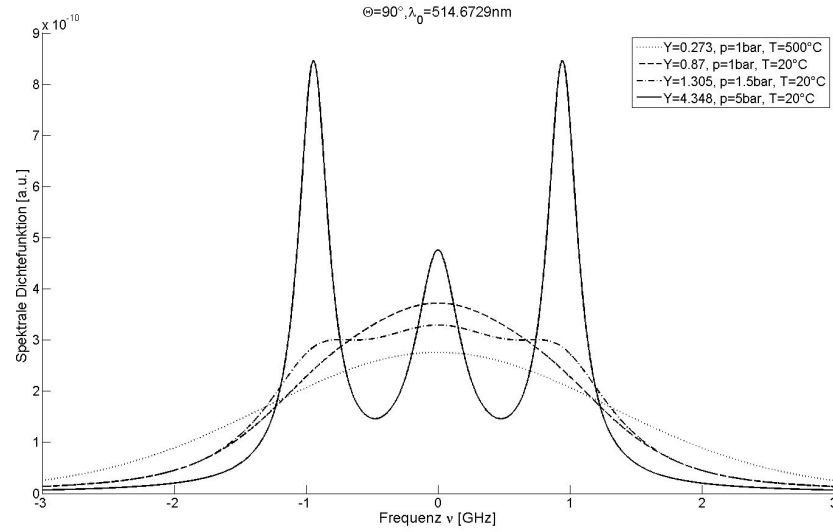


Abb. 2.11: Rayleigh-Streuung an Luft: Für verschiedene Kombinationen aus Druck und Temperatur, d.h. unterschiedliche Y -Parameter ist das Streuspektrum in Form der spektralen Leistungsdichte aufgetragen; für $Y < 1$ ist das Spektrum gaußverteilt (kinetisches Regime); für $Y > 1$ treten die frequenzverschobenen Brillouin-Komponenten auf (hydrodynamisches Regime).

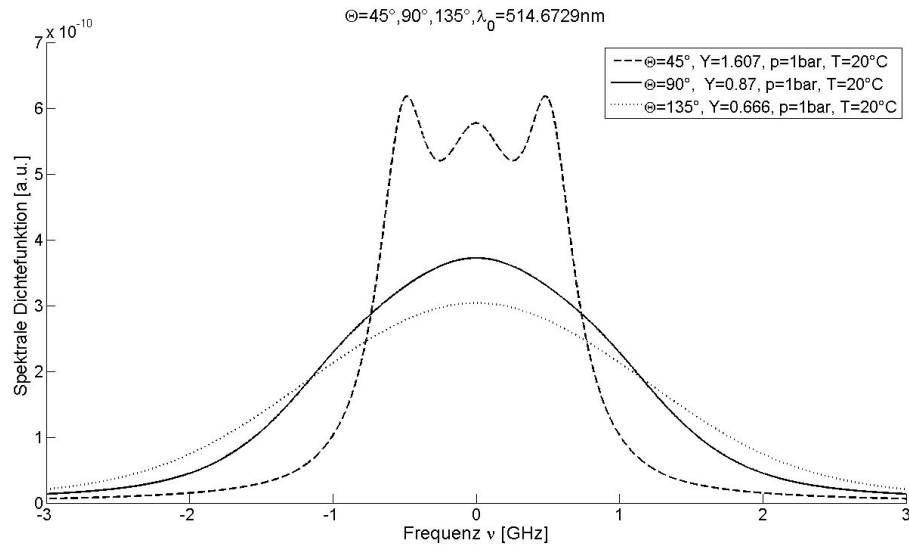


Abb. 2.12: Änderung des Rayleigh-Streuspektrums unter Variation des Streuwinkels: Je größer der Streuwinkel, desto kleiner der Streuparameter Y ; für Streuung an Luft bei Raumbedingungen ($p = 1 \text{ bar}$, $T = 20^\circ \text{C}$) ist dann in Vorwärtsstreuung das Spektrum hydrodynamisch, in Rückwärtsstreuung kinetisch.

2.3.3 Molekulare Filter

Beide im Rahmen der Arbeit angewandten Messtechniken, DGV und FRS, arbeiten mit molekularen Filtern als frequenzselektiven Elementen. Prinzipiell könnte man Frequenzverschiebungen in der Größenordnung weniger Megahertz auch mit Interferometern (z.B. Fabry-Perot) auflösen. Mit diesen ließe sich das Messvolumen aber nicht räumlich auflösen, so dass stattdessen molekulare Filter in Form eines absorbierenden Gases verwendet werden. Das Gas wird in eine beheizbare Glasküvette gefüllt. Für das optische Absorptionsvermögen einer solchen, dünn befüllten Gaszelle besitzt das das Lambert-Beer-Gesetz Gültigkeit [GV93]:

$$I(x) = I(x = 0) \cdot e^{-\alpha(\nu) \cdot x} \quad (2.24)$$

Die Intensität einer Lichtwelle nimmt demnach bei Ausbreitung in einem Medium mit dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\nu)$ exponentiell mit der Laufstrecke x ab. Für ein Gas in einer Küvette der Länge l lässt sich die Transmission $\tau(\nu)$ definieren als

$$\tau(\nu) \equiv \frac{I(l)}{I(0)} = e^{-\alpha(\nu) \cdot l} \quad (2.25)$$

Der Absorptionskoeffizient $\alpha(\nu)$ ist ebenso wie der komplexe Brechungsindex $\tilde{n}(\nu) = n(\nu) + iq(\nu)$ frequenzabhängig. Solange Streuprozesse in der Zelle außer Acht gelassen werden können, sind Extinktionskoeffizient $q(\nu)$ und Absorptionskoeffizient über den Zusammenhang

$$\alpha(\nu) = 2 k q(\nu) \quad (2.26)$$

korreliert. $k = \frac{2\pi\nu}{c}$ bezeichnet den Betrag des Wellenvektors der absorbierten elektromagnetischen Welle. $\alpha(\nu)$ wird dominiert durch einen resonanten Anteil, der sich aus den elektrischen Dipolübergängen sowie insbesondere bei Molekülen auch aus vibratorischen und rotatorischen Übergängen des Moleküls ergibt. Die Quantenmechanik des Moleküls liefert dabei nicht nur die Resonanzfrequenzen, sondern auch die Linienverbreiterungen und -stärken. Darüber hinaus ist auch die Hyperfeinaufspaltung des Spektrums zu berücksichtigen.

Für die Transmission erhält man so ein frequenzabhängiges Spektrum $\tau(\nu)$ mit zahlreichen Absorptionslinien, wie es in Abb. 2.13 für molekulares Jod ($^{127}\text{I}_2$) ausschnittsweise dargestellt ist.

Jod eignet sich besonders gut als molekulares Filtermedium, da es im grünen Spektralbereich, in den die Emissionswellenlängen von Argon-Ionen-Lasern (514nm) und frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasern (532nm) fallen, eine Vielzahl an Absorptionslinien zeigt.[Röh99] Festkörper-Laser, z.B. auf Basis von Nd:YAG, besitzen meist breite Gain-Profile und können leicht in ihrer Wellenlänge verstimmt werden. Bei 532nm eignen sich mehrere Linien für Experimente: Der P(83)-Übergang (Wellenzahl: $18787,801\text{cm}^{-1}$) oder P(119) ($18787,129\text{cm}^{-1}$) sowie der Doppelübergang P(42)/P(54) ($18786,765\text{cm}^{-1}$).

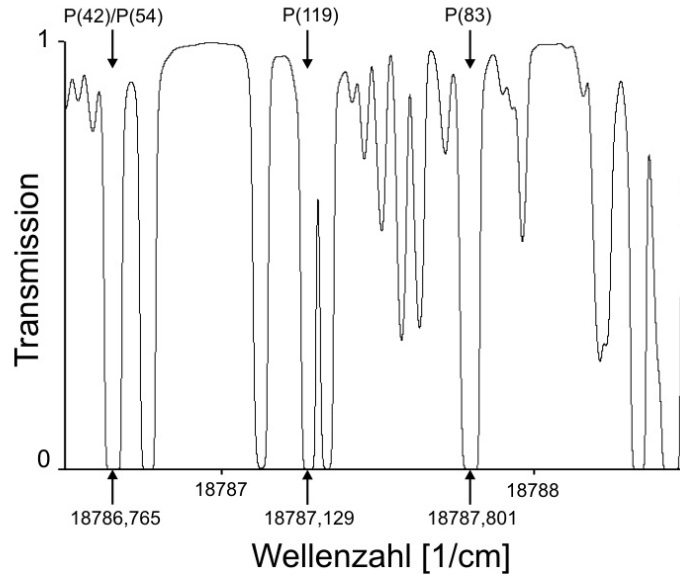


Abb. 2.13: Absorptionsspektrum von $^{127}\text{I}_2$: Die Vielzahl starker und steiler Absorptionslinien begünstigt die Anwendung bei DGV und FRS; die Ausschnitte bei 514nm (oben) und 532nm (unten) sind dargestellt, die experimentell günstigen Übergänge mit Pfeilen gekennzeichnet. Berechnung der Transmissionswerte auf Grundlage des Forkey-Codes für eine 5cm lange Jod-Zelle bei einer Sättigungstemperatur von 61°C und einem Gasdruck von 618 Pa. [For96].

Aufgrund der hohen Masse m der Jod-Moleküle ist auch der Liniengradient $\frac{d\tau}{d\nu} \propto \sqrt{m}$ hoch [Röh99], weshalb die Linien nicht nur sehr schmal, sondern auch sehr steil in den Flanken sind. Sie eignen sich damit ideal für DGV und FRS, denn je steiler eine Linienflanke ist, desto kleinere Frequenzverschiebungen können mit der DGV gemessen werden und desto mehr FRS-Signal erhält man nach der molekularen. Hinzu kommt, dass Jod leicht verdampfbar ist und in den verwendeten Zellvolumina bei Temperaturen unter 100°C zur Sättigung gebracht werden kann. Die Sättigungstemperatur ist dabei jene Temperatur, oberhalb derer in einem bestimmten Volumen die Dichte und damit die Absorption des Gases mit steigender Temperatur nur noch äußerst gering zunimmt, weil jegliches kristallines Jod bereits verdampft ist. Die geringen Änderungen des Absorptionsverhaltens bei Temperaturen oberhalb der Sättigungstemperatur sind auf Effekte der Druckverbreiterung zurückzuführen.

Die Simulation des Jod-Absorptionsspektrums zur Auswahl DGV-geeigneter Linien geschieht unter Verwendung des Berechnungsmodells von Forkey [For96]. Dennoch müssen simulierte Spektren für im Experiment verwendete Jod-Zellen durch Transmissionsmessungen validiert werden.

3 Aufbaukomponenten der Messtechniken

3.1 Laserlichtquellen

Sowohl die Streueigenschaften von Licht als auch das Absorptionsverhalten molekularer Gase ändern sich äußerst empfindlich mit kleinsten Änderungen der Lichtfrequenz. Entscheidend für gute Messergebnisse bei DGV und FRS ist daher nicht nur, dass die Lichtfrequenz gut bekannt ist. Ebenso wichtig ist, dass sich diese während einer Messung nicht ändert. Als Lichtquellen kommen daher nur spektral schmalbandige Laser in Frage, deren Emission sich auf eine Mode („single mode“) beschränken lässt. Bei der Messung von Rayleigh-Streulicht kommt erschwerend hinzu, dass die Streulichtleistung für molekulare Streupartikel rapide im Vergleich zu den für DGV verwendeten Aerosolteilchen abnimmt. Neben signalverstärkenden CCD-Kameras als Detektoren bedarf es daher auch sehr leistungsstarker Laser, insbesondere dann, wenn bei kurzen Belichtungsdauern im Bereich von Mikrosekunden instationäre Strömungs- und Verbrennungsphänomene untersucht werden sollen. Im Rahmen von DGV-Studien führten alternative Maßnahmen (Erhöhung der Streupartikelzahl, Verzicht auf Blenden, Messungen in Vorwärtsstreuung) um mit leistungsschwächeren, frequenzstabilen Lasern ausreichend hohe Signalintensitäten zu erreichen, letztlich zur Reduktion der Messgenauigkeit. [Sch07]

Für zeitaufgelöste, simultane DGV-FRS-Messungen stellt sich somit an den eingesetzten Laser folgendes Anforderungsprofil:

- geringe Frequenzbandbreite
- geringer Frequenzdrift
- zeitlich kurze Lichtpulse mit hoher Pulsenergie

3.1.1 Beschreibung des gepulsten Lasers

Um instationäre Messungen realisieren zu können wurde im Rahmen dieser Arbeit auf ein neues, daher vorher wenig erprobtes Langpuls-Lasersystem zurückgegriffen. Die wichtigsten Eigenschaften des im Grünen emittierenden Pulslasers seien kurz aufgelistet:



Abb. 3.1: Langpuls-Lasersystem: links der optische Tisch, rechts die zwei Terminals zur Steuerung und Kühlung.

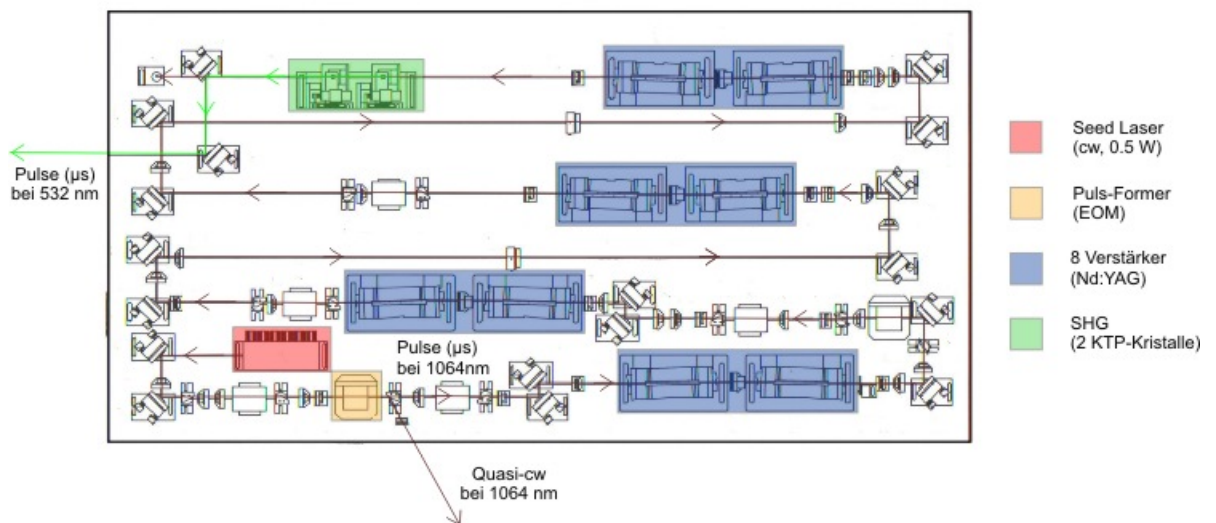


Abb. 3.2: Optischer Aufbau des Langpuls-Lasersystems: Der infrarote Dauerstrich-Strahl eines Nd:YAG-Seed-Lasers wird in einem elektrooptischen Modulator zu Pulsen geformt. Jeder Puls wird von acht Verstärkern intensiviert, bevor in zwei KTP-Kristallen frequenzverdoppelt wird. Neben den so erzeugten 532nm-Pulsen kann auch das nicht zu Pulsen geformte infrarote Licht genutzt werden. [Con08]

Wellenlänge	$532,25\text{nm} \lesssim \lambda \lesssim 532,27\text{nm}$ (abstimmbar)
Pulsdauer	$\Delta T = 1\mu\text{s}, 10\mu\text{s}$ (wählbar)
Pulsrate	40 Hz
Pulsenergie	$E_{\text{puls}} \approx 250\text{mJ}$ (Optimum für $\Delta T = 1\mu\text{s}$)
Bandbreite	$\Delta\nu < 1\text{MHz}$ (Fourier-limitiert durch ΔT)
Strahldurchmesser	$2w_0 \approx 6\text{mm}$

Die Erzeugung der grünen Lichtpulse geschieht nach folgendem Prinzip (Abb. 3.2): Ein Dauerstrich-Festkörperlaser (Nd:YAG) mit 0,5 Watt Emission im Infraroten durchläuft zunächst eine Pockels-Zelle, in der alle 25ms für die Dauer der gewünschten Pulslänge (1 bis 10 μs) die Polarisation des Lichtes gedreht wird. Der polarisationsabhängige Strahlteiler hinter der Pockels-Zelle transmittiert das infrarote Licht immer dann, wenn die Polarisation durch die Pockels-Zelle gedreht wurde, also nur für die Dauer der Pulse. Während der restlichen Zeit wird das Licht aus dem weiteren Strahlengang nahezu vollständig herausreflektiert. Die so erzeugten Pulse durchlaufen acht mit Blitzlampen gepumpte Nd:YAG-Stäbe. Durch das optische Pumpen wird in den Stäben eine Besetzungsinversion der Zustände des Laserübergangs erzeugt, so dass die Pulse per stimulierter Emission verstärkt werden. Erst nach Durchlaufen dieser Verstärkerstufen werden die infraroten Lichtpulse in zwei KTP-Kristallen frequenzverdoppelt zu grünen Lichtpulsen (532nm). Das infrarote Licht, das nicht für die Pulse verwendet wird, kann als Quasi-cw-Licht¹ weiter verwendet werden.

Das „injection seeding“, also die Verstärkung der Strahlung eines Lasers durch Anregung laseraktiver Medien zu stimulierter Emission, hat den Vorteil, dass zur Verstärkung auf weitere Resonatoren verzichtet werden kann. Dadurch kann ein weniger leistungsstarker, aber dafür frequenzstabiler Seed-Laser verwendet werden, der „single mode“ auf einer longitudinalen Resonatormode und in der transversalen elektromagnetischen Grundmode (TEM₀₀-Mode) emittiert. Da die Verstärkung nicht in Resonatoren geschieht, bleibt das Emissionsprofil auch schmalbandiger als bei anderen leistungsstarken, frequenzstabilen Lasern. Prinzipiell ist die Frequenz des Lasers verstimmbar, bei höheren Frequenzen werden aber höhere Pulsenergien von bis zu 250mJ erreicht. Das Maximum des Verstärkungsprofils dieses Lasers liegt im Bereich der höchsten einstellbaren Frequenz (Wellenzahl: 18788, 1cm^{-1}).

Messungen mit diesem Lasersystem wurde grundsätzlich mit $1\mu\text{s}$ -Pulsen gearbeitet, wobei die Intensität über die Dauer des Pulses als nahezu konstant angenommen wurde. Das räumliche Intensitätsprofil ist beugungsbegrenzt.

¹Es „fehlen“ lediglich die Mikrosekunden-Anteile, die als Pulse durch den Laser laufen.

3.1.2 Frequenzmessung und -stabilisierung

Der Seed-Laser des Lasersystems basiert auf einem Nd:YAG-Einkristall, der nicht nur als aktives Lasermedium, sondern mit seinen verspiegelten Wänden auch gleichzeitig als Ringresonator dient. Die resonante Frequenz kann sowohl über die Resonatorlänge, als auch den Brechungsindex des Kristalls geändert werden. Die Resonatorlänge wird dabei über die Kristalltemperatur, der Brechungsindex hingegen über mechanische Spannungen, die durch Bewegung eines befestigten Piezo-Kristalls erzeugt werden können, variiert. Mit der trägen (Temperatur) und der schnellen (Piezo) Ansteuerung des Seed-Lasers, kann die Frequenz des Gesamtsystems über einen breiten Frequenzbereich (> 10 GHz) verändert werden.

Zur Frequenzstabilisierung wird der Anteil der Seed-Laserstrahlung verwendet, der hinter der Pockels-Zelle aus dem Strahlengang des Lasers herausreflektiert wird. Der nahezu kontinuierliche Infrarot-Laserstrahl wird frequenzverdoppelt und über eine Lichtfaser in ein Wellenlängenmessgerät (WS Ultimate von High Finesse) eingekoppelt. Das Wellenlängenmessgerät bestimmt auf Grundlage hochpräziser Interferometer absolute Frequenzen auf bis zu 1MHz genau. Seine Referenzwellenlänge bezieht es aus dem Signal eines frequenzstabilisierten Helium-Neon-Lasers ($\lambda = 633,9912353nm$). Mit dem Gerät kann nun nicht nur die momentane Frequenz des Lasers gemessen, sondern diese außerdem auf einen ausgewählten Referenzwert stabilisiert werden. Dazu ist in das Wellenlängenmessgerät ein elektronischer PID-Regler integriert. Das Ausgangsspannungssignal, das über den PID-Regler nach Analyse von Momentan- und Referenzfrequenz generiert wird, liegt zwischen 0 Volt und +4 Volt. Dieses Signal wird linear verstärkt und als Spannung dem Piezo-Kristall des Seed-Lasers zugeführt. Die Verstärkung wird dabei so gewählt, dass der Piezo-Kristall mit maximal 50 Volt angesteuert wird. Um den Laser in der Frequenz zu stabilisieren wird mit einer Gleichspannungsquelle die Temperatur des Seed-Laserkristalls so eingestellt, dass die Laserfrequenz ungefähr dem Sollwert der Stabilisierung entspricht. Dann wird der PID-Regler des Wellenlängenmessgerätes eingeschaltet und die Frequenz über schnelle Änderungen der Piezo-Spannung auf den eingestellten Sollwert geregelt. Die Spannungsänderungen geschehen dabei mit einer Rate, die in etwa der inversen Belichtungszeit² des Wellenlängenmessgeräts entspricht. Während einer Stabilisierungsdauer von einer halben Stunde liegen maximale und minimale Laserfrequenz bei eingeschalteter Regelung ungefähr 3MHz auseinander. Die Standardabweichung vom zeitlichen Mittelwert beträgt 0,3MHz (Abb. 3.3).

Prinzipiell wäre auch denkbar, dass man die Frequenzmessung und -stabilisierung mit der infraroten Strahlung durchführt und so den Aufbau zur Frequenzverdopplung einspart. Durch die Wahl dieses Aufbaus ist es allerdings auch möglich, auf alternative Frequenzregelungen[Röh99] ohne Verwendung des Wellenlängenmessgerätes zurückzugreifen.

Für DGV ist die Kenntnis von Absolutfrequenzen nicht entscheidend, da die Geschwindigkeiten aus relativen Frequenzänderungen bestimmt werden. Für FRS hingegen be-

²Die Belichtungszeit beträgt in der Regel 400ms oder weniger.

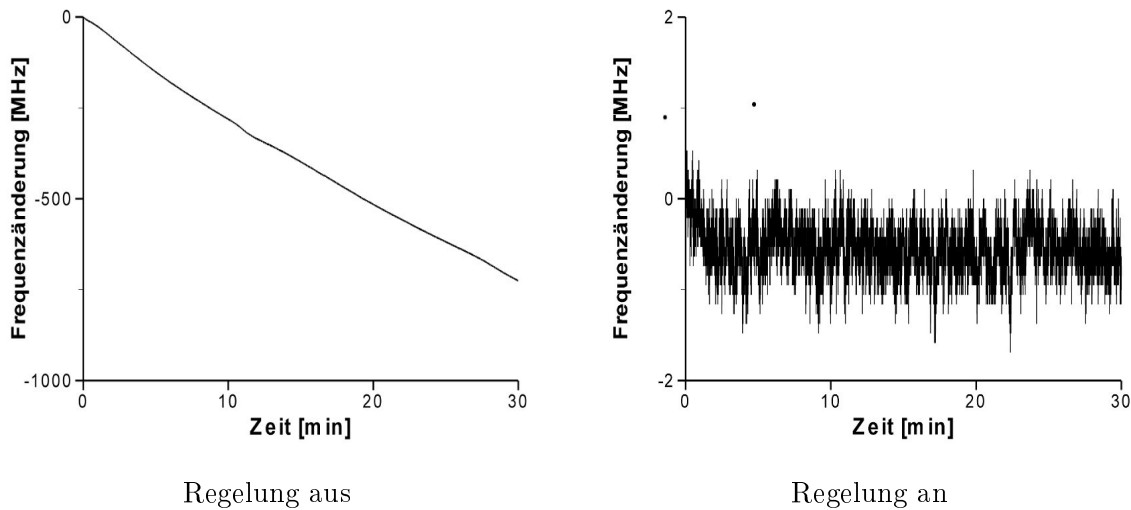


Abb. 3.3: Zeitliche Entwicklung der Laserfrequenz ohne Regelung (links) und mit Regelung (rechts). Dargestellt ist die Frequenzänderung in Bezug auf die Frequenz zum Startzeitpunkt der Messung.

stimmt die absolute Frequenz die genaue Form der Faltung aus den spektralen Profilen von Streulicht und Jod-Transmission. Das Wellenlängenmessgerät erlaubt zwar nicht die Aufzeichnung der Frequenz einzelner Mikrosekunden-Laserpulse, erlaubt aber eine fortlaufende Überwachung der Laserfrequenz. Ist der Laser auf wenige Megahertz genau in der Frequenz stabilisiert, so kann die mittlere Frequenz über die Messdauer abgelesen und als Referenzfrequenz in den FRS-Auswertungen verwendet werden.

3.2 Lichtschnitterzeugung

Bei der Erzeugung von flächigen Lichtschnitten unterscheidet man grundsätzlich in dynamische und statische Lichtschnitte. Bei der dynamischen Lichtschnitt-Erzeugung wird ein Laserstrahl über bewegliche Spiegel oder Prismen so umgelenkt, dass er während der gewählten Belichtungsdauer das Beobachtungsfeld abtastet. Bei zeitlich gemittelten DGV-Aufnahmen werden diese Lichtschnitte gerne eingesetzt, da sich im Mittel ein sehr homogener Lichtschnitt ergibt.

Für Messungen mit einer zeitlichen Auflösung in der Größenordnung von Mikrosekunden können dynamische Lichtschnitte nicht eingesetzt werden, da es für gewöhnlich zwischen 10 und 100 Millisekunden dauert, um einen wenige Zentimeter breiten Bereich mit einem Laserstrahl auf diese Art und Weise abzutasten. Aus diesem Grund wird der Lichtschnitt statisch mit einer plankonkaven Zylinderlinse (f_{zyl}) und einer sphärischen Sammellinse (f_{sph}) erzeugt (Abb. 3.4). Beide Linsen befinden sich im Abstand $f_{sph} - |f_{zyl}|$. Die Zylinderlinse weitet den Laserstrahl zunächst in vertikaler Richtung auf, ehe die Sam-

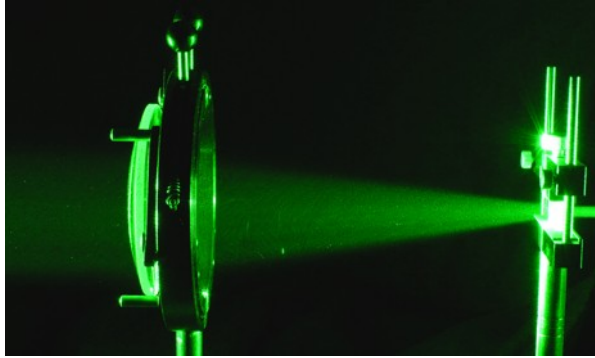


Abb. 3.4: Linsenoptik zur Aufweitung des Laserstrahls: Die Zylinderlinse (rechts) weitet den Strahl vertikal auf, die Sammellinse (links) kollimiert ihn vertikal und fokussiert horizontal.

mellinse ihn in vertikaler Richtung kollimiert und in horizontaler Richtung fokussiert. Das Resultat ist ein in vertikaler Richtung aufgeweiteter und in horizontaler Richtung fokussierter Laserlichtschnitt. Der gewählte Aufbau gleicht gewissermaßen dem eines Galilei-Fernrohrs, wobei sich im Falle eines Gauß-Strahls die Vergrößerung aus dem Quotienten beider Brennweiten $\frac{f_{sph}}{|f_{zyl}|}$ ergibt. Die Dicke des Lichtschnitts ist bestimmt durch die Stärke der Fokussierung mit der sphärischen Linse.

Hier gilt für den Strahlradius vor (w_0) und hinter (w'_0) der Linsenoptik [EE]:

$$w'_0 = \frac{\lambda \cdot f_{sph}}{\pi \cdot w_0} \quad (3.1)$$

Bei einem annähernd parallel³ austretenden Strahl des Pulslasers mit Durchmesser von $2w_0 = 6mm$ fokussiert die eingesetzte Sammellinse ($f_{sph} = +254mm$) gemäß (3.1) auf eine Lichtschnittdicke von $w_0 \approx 15\mu m$ an der Position der Strahltaile hinter der Linsenoptik, also ungefähr im Abstand $f_{sph} = 254mm$ von der Sammellinse. **Angabe für Argon**

In den Experimenten wurde mit einer Lichtschnittbreite von 40mm gearbeitet. Hierfür wird der Laserstrahl auf ungefähr 80mm aufgeweitet und dann durch eine Schlitzblende auf einen Kernbereich von 40mm begrenzt. Dadurch geht zwar ein Teil der Strahlintensität (ca. 25% - 30%) verloren, die Intensität ist aber homogener über die Breite des Lichtschnitts verteilt.

Die Polarisationsrichtung des Lichtschnitts kann durch eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte vor den beiden Linsen gedreht werden.

³Für das Langpuls lasersystem beträgt die Strahldivergenz $\theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \approx 56\mu rad$ bei einer Rayleigh-Länge von $\frac{w_0}{\theta} \approx 54m$, womit der Strahl im Rahmen von Laborversuchen als gut kollimiert betrachtet werden kann.

3.3 Bereitstellung von Streupartikeln

Das Seeding, welches für DGV den untersuchten Strömungen beigemischt wird, wird mit einem Aerosol-Generator (Abb. 3.5) erzeugt, der nach dem Prinzip einer Laskin-Düse arbeitet. Pressluft wird in das eingefüllte Paraffinöl eingeblasen und erzeugt durch aufsteigende Luftblasen an der Oberfläche des Öls Aerosoltröpfchen. Diese steigen in die obere Kammer, wobei sie Abscheider durchlaufen, die große Partikel aussortieren. Zusätzlich kann eine Prallplatte (Impaktor) so verstellt werden, dass die durchschnittliche Größe der Partikel zunimmt (Impaktor deaktiviert) oder abnimmt (Impaktor aktiviert).

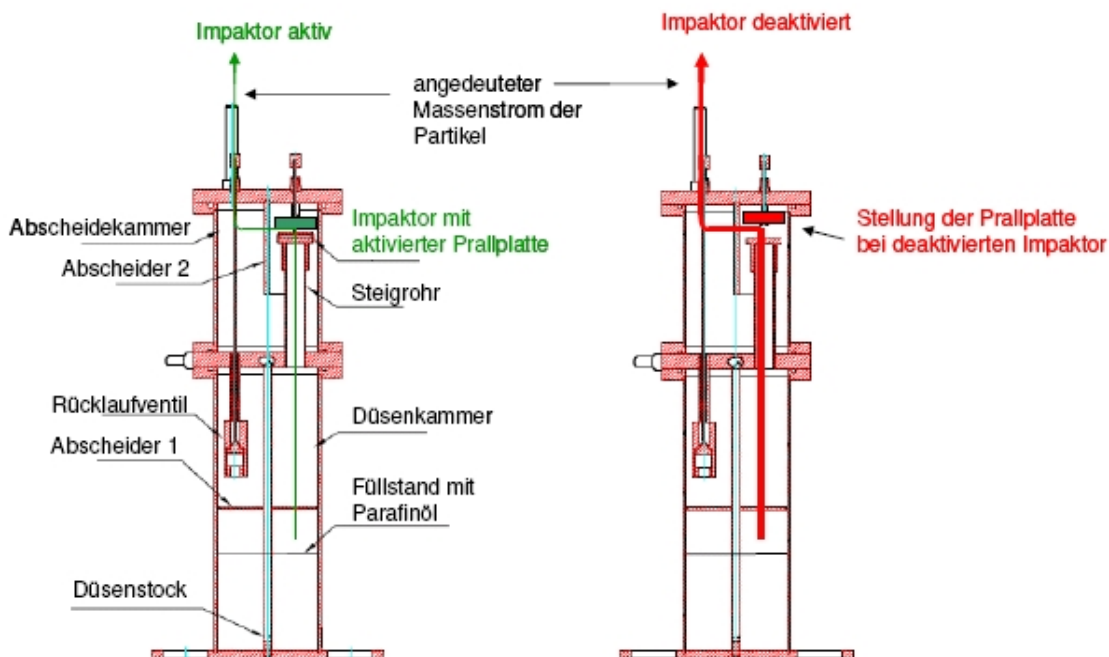


Abb. 3.5: Aerosol-Generator bei aktiviertem Impaktor (links) und deaktiviertem Impaktor (rechts); die Position des Impaktors beeinflusst die Größenverteilung der erzeugten Paraffinöl-Tröpfchen. (aus [Kli])

Große Partikel haben den Vorteil, dass mit ihnen die Streulichtintensität proportional der vierten Potenz des Teilchendurchmessers ansteigt. Allerdings zeigen große Streuteilchen einen geringeren Schlupf, ein schlechteres Folgeverhalten mit der Strömung aufgrund höherer Trägheit und Reibung. Um hohen Schlupf zu gewährleisten wird bei DGV-Messungen an kalten Strömungen vorzugsweise mit aktiviertem Impaktor gearbeitet. In heißen Strömungen verdampft ein Teil des Seeding, so dass der Impaktor deaktiviert werden muss, um ähnlich hohe Seeding-Dichten zu gewährleisten.

Der tatsächliche Streuquerschnitt ist in Abb. 2.8 zu sehen. Auch wenn diese Messungen mit Glycerin durchgeführt wurden, sind sie doch ebenfalls annähernd gültig für Paraffin-

öl, da die Brechungsindizes beider Medien sich nur geringfügig ($< 1\%$) unterscheiden. Bei aktiviertem Impaktor setzt sich das Seeding aus Teilchen mit Durchmessern zwischen 10nm und $1\mu\text{m}$ zusammen.

Das Seeding wird bei Versuchen an einer Freistrahldüse der Strömung beigemischt. Die Dichte des Seeding hängt sowohl vom gewählten Druck der Pressluft (0,5bar bis 6bar) als auch von der Strömungsgeschwindigkeit der Düse ab. Steigt der Pressluftdruck werden mehr Partikel durch mehr Luftblasen erzeugt, also wird einer gleichen Menge Luft mehr Seeding beigemischt. Die Seeding-Dichte nimmt ebenfalls zu, wenn die Strömungsgeschwindigkeit der Düse verringert wird. Dann strömt in gleichen Zeiten weniger Luft bei unveränderter Seeding-Menge.

3.4 Jod-Zellen

Als spektrale Absorptionsfilter werden im Experiment Jod-Zellen verwendet. Eine solche Jod-Zelle besteht aus einem evakuierten, zylindrischen Glaskörper (Abb. 3.6), der mit einer gewissen Menge kristallinem Jod befüllt ist. Über eine Kupferummantelung, die mit Heizelementen versehen ist, kann der Glaskörper und damit das Jod in seinem Inneren erwärmt werden. Je höher die Temperatur in der Zelle, desto mehr Jod verdampft und desto ausgeprägter wird die resonante Absorption des Jods. Außerdem entsteht durch thermische Bewegung eine immer gleichmäßigere Verteilung des Joddampfes in der Zelle.



Abb. 3.6: Aufbau einer Jodzelle: Die mit Jod befüllte Glasküvette und die Kupferummantelung mit Heizelementen.

Ist eine Temperatur erreicht, bei der jegliches kristallines Jod verdampft ist, so nimmt die Absorption des Joddampfes nicht mehr wesentlich zu. Das spektrale Absorptionsprofil des Joddampfes verändert sich bei weiter ansteigender Temperatur lediglich noch durch geringfügige Druckverbreiterung. Man spricht von einer Sättigung des Jods. Die Temperatur, bei der diese Sättigung für eine bestimmte Jodzelle eintritt, wird auch als Sättigungstemperatur der Jodzelle bezeichnet. Für Experimente standen Jod-Zellen mit verschiedenen Sättigungstemperaturen (36°C , 61°C , 80°C) zur Verfügung. Die tatsächliche Sättigungstemperatur konnte dabei um ein bis zwei Grad Celsius vom angegebenen

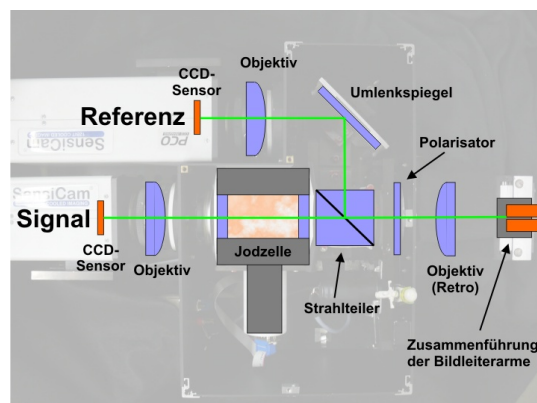
Wert abweichen. Um zu gewährleisten, dass eine Zelle garantiert in Sättigung betrieben wurde und sich damit ihr Absorptionsverhalten bei kleineren Temperaturschwankungen so gut wie nicht änderte, wurde ihre Temperatur mit einem elektronischen Regler auf einen Wert mindestens 4°C über der nominellen Sättigungstemperatur stabilisiert. Die verwendeten Glaskörper waren stets 50mm lang, die Eintritts- und Austrittsöffnungen mit 50mm Durchmesser groß genug, um Streulicht durch die Jodzelle hindurch auf CCD-Kameras abzubilden. Für alle Untersuchungen wurde die Frequenz des Langpuls-Lasersystems auf den P83-Jod-Übergang verstimmt.

3.5 DGV-Aufnahmesystem

Die Datenaufzeichnung bei der DGV geschieht mit zwei CCD-Kameras. Das vollständige Aufnahmesystem (Abb. 3.7 enthält von den Bildleiterobjektiven bis hin zur Kamerasoftware noch einige Komponenten mehr, die an dieser Stelle beschrieben werden.



Aufbau



Strahlengang

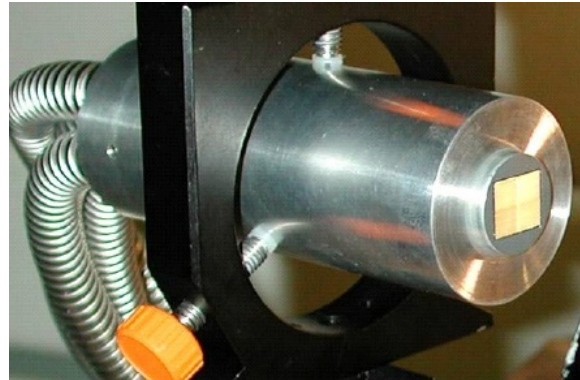
Abb. 3.7: DGV-Kamerasystem: Die vier Bildleiterarme werden zusammengeführt und mit einem Retro-Objektiv abgebildet; ein Strahlteilerwürfel teilt das Bild in Signal- und Referenzstrahlengang auf; Foto-Objektive bilden die Austrittsflächen des Bildleiterbündels schließlich auf die CCD-Sensoren der beiden Kameras ab.

Die drei DGV-Blickrichtungen werden mit einem Vierfachbildleiter erfasst. Für jede Beobachtungsrichtung projiziert ein Foto-Objektiv ($f = 25\text{mm}$, $f^{\#} = 1,4$) das Bild auf die Eintrittsfläche eines Bildleiterarms. Die vierte Beobachtungsrichtung dient der Abbildung einer Ulbricht-Kugel (siehe Abschnitt 3.7.1) zur Erfassung der Starttransmission. Die vier Bilder werden mit einer bildgebenden Optik auf eine gemeinsame Bildleiterfläche abgebildet. Das divergent aus der Austrittsfläche des Bildleiterbündels austretende Licht wird mit einem lichtstarken Foto-Objektiv ($f = 85\text{mm}$, $f^{\#} = 1.8$) in Retrostellung⁴

⁴Das Objektiv wird um 180° gedreht und zeigt dann gute Abbildungseigenschaften bei Nahaufnahmen.



Objektseite: 4 Blickrichtungen



Kameraseite: 1 Bildleitersegment

Abb. 3.8: Vielfachbildleiter: Eintrittsflächen der vier Bildleiterarme (links) und die gemeinsame Austrittsfläche (rechts); bei genauerem Betrachten der Austrittsfläche sind die vier Teilflächen zu erkennen; jeder Bildleiterarm ist 4,5m lang und enthält 250x200 Einzelfasern. (aus [Sch07])

nahezu nach unendlich abgebildet. Das nun kollimierte Licht wird mit einem Strahlteilerwürfel⁵ in zwei Teilstrahlen aufgeteilt: Der eine Strahl durchläuft die Jod-Zelle und wird mit einem weiteren Foto-Objektiv ($f = 50\text{mm}$, $f^\# = 1.4$) auf den CCD-Chip der Signalkamera abgebildet. Der andere Strahl wird mit einem Spiegel umgelenkt und dann auf gleiche Weise auf den CCD-Sensor der Referenzkamera projiziert. Die ausgelesenen Kamerasignale werden über eine Faseroptik an den Aufnahmerechner übertragen und dort mit Kamera-Software digitalisiert und gespeichert.

Um Streulichteinflüsse zu minimieren befindet sich der gesamte optische Aufbau in einem abgedunkelten Kasten. Auf den Einsatz spezieller Foto-Optiken zur Minderung von Verzeichnungsfehlern bei schrägen Beobachtungsrichtungen wird verzichtet, da zur Überlagerung aller drei Blickrichtungen in der Nachbearbeitung eine Entzerrung aller Bilder notwendig ist. Die verwendeten Kameras (PCO Sensicam QE) arbeiten mit einer Wiederholrate von 8Hz bei voller Auflösung (1376 x 1040 Pixel). Um den Dynamikbereich von 12 Bit bei beiden Kameras optimal auszunutzen, besitzt der Strahlteilerwürfel ein Teilungsverhältnis von 65% (Signal) zu 35% (Referenz), so dass bei einer Transmission der Jod-Zelle von 50% in beiden Strahlengänge Bilder mit annähernd gleichen Intensitäten aufgenommen werden. Dieses Verhältnis ist abhängig von der Polarisierung des aus dem Bildleiter austretenden Lichts. Um mögliche Verfälschungen der Transmissionsmessungen zu vermeiden, kann hinter dem Bildleiter eine mechanisch rotierte $\frac{\lambda}{2}$ -Platte oder ein linearer Polarisator in den Strahlengang eingebracht werden (siehe auch 5.2.3).

⁵Im Gegensatz zu Platten besitzen Würfel bessere Abbildungseigenschaften, insbesondere entstehen keine Doppelbilder.

3.6 FRS-Aufnahmesystem

Der prinzipielle Aufbau zur FRS-Datenaufnahme (Abb. 3.9) ähnelt sehr dem Signalstrahlengang des DGV-Aufnahmesystems. Um einen flexiblen Aufbau zu ermöglichen wird ebenfalls ein Bildleiter eingesetzt. Ein Foto-Objektiv ($f = 16\text{mm}$, $f^\# = 1.4$) bündelt das Streulicht des Beobachtungsfeldes auf die Eintrittsfläche des einarmigen Bildleiters. Nach Austritt aus dem Bildleiter blockiert ein schmalbandiger Filter die von 532nm verschiedenen, von Umgebungslicht erzeugten Anteile im Signallicht. Eine Relay-Optik (zwei Achromat-Linsen mit Brennweiten von 120mm und 160mm) kollimiert das Signallicht, bevor es die Jod-Zelle durchläuft. Das spektral gefilterte Signallicht enthält nun bei korrekter Abstimmung der Laserfrequenz auf ein Minimum des Jod-Frequenzspektrums im Idealfall nur noch transmittierte Anteile des Rayleigh-Streulichtes. Da Rayleigh-Streuquerschnitte deutlich geringer sind als Mie-Streuquerschnitte bei gleichen Umgebungsbedingungen und das Rayleigh-Streulicht zusätzlich noch durch die Jod-Zelle gefiltert wird, besitzt das beobachtbare FRS-Signallicht sehr geringe Intensitäten. Mit vergleichbaren CCD-Kameras wie im DGV-Aufbau müssten Belichtungszeiten von mehreren Minuten gewählt werden, um auswertbare FRS-Signale aufzunehmen. Simultane Messungen erfordern hingegen deutlich kürzere Belichtungszeiten, weshalb eine EM-CCD Kamera (Hamamatsu Photonics C9100-13) eingesetzt wird⁶. Der eingesetzte CCD-Chip hat eine Fläche von 512×512 Pixeln und arbeitet bei voller Auflösung mit einem Dynamikbereich von 16 Bit.

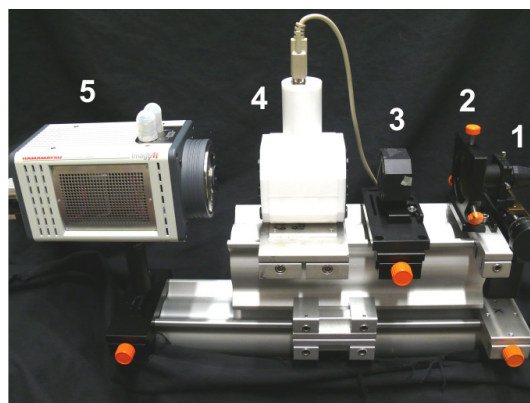


Abb. 3.9: Aufbau zur Aufnahme von FRS-Bildern: Streulicht aus dem Beobachtungsfeld tritt aus dem Bildleiter (1) aus, wird durch einen Kantenfilter (2) für 532nm gefiltert und mit einer Relay-Optik (3) durch die Jodzelle (4) hindurch auf den Sensor der EM-CCD-Kamera (5) abgebildet.

⁶Eine gute Übersicht über die Funktionsweise von EM-CCD-Kameras findet sich unter [AND]

3.7 Referenz-Messobjekte

3.7.1 Ulbricht-Kugel

Den Transmissionswert für Laserlicht, das nicht in Folge des Dopplereffekts frequenzverschoben wurde, sondern welches die Emissionsfrequenz des Lasers besitzt, bezeichnet man als Starttransmission. Da sich die Laserfrequenz im Laufe der Zeit trotz Stabilisierungsmaßnahmen leicht ändern kann, muss die Starttransmission gleichzeitig mit jedem DGV-Datenbild für die Beobachtungsrichtungen aufgenommen werden. Dies wird mit einer Ulbricht-Kugel realisiert. Die Ulbricht-Kugel ist eine Hohlkugel mit sphärischer Ein- und Austrittsöffnung (Abb. 3.10). Im Inneren besitzt sie eine körnige Oberfläche. Koppelt man mit einem dünnen Glasplättchen einen Teil des Laserstrahls aus dem eigentlichen Strahlengang aus in die Ulbricht-Kugel, so wird das Licht im Innern der Kugel diffus hin- und hergestreut. Die mit teiltransparentem Papier bespannte Austrittsöffnung stellt dann eine homogen ausgeleuchtete Fläche dar. Nimmt man diese Fläche gleichzeitig aus den drei DGV-Beobachtungsrichtungen mit Signal- und Referenzkamera auf, so erhält analog zur Auswertung der Strömungsbilder für jeden Pixel des Ulbricht-Kugel-Bildes die über die Belichtungsdauer gemittelte Starttransmission.



Abb. 3.10: Ulbricht-Kugel bei Laserbetrieb: Im Vordergrund das abbildende Objektiv, oben auf der Ulbricht-Kugel der rüttelnde Ventilator zur Verminderung auftretender Speckle-Muster.

Wird in der Ulbricht-Kugel kohärentes Laserlicht gestreut, so lassen sich auf ihrer Austrittsfläche in Folge von Interferenzeffekten Speckle-Muster beobachten. Das Speckle-Muster führt zu einer Modulierung der Intensitäten, die in den Kamerabildern auf einzelnen Pixeln gemessen werden. Um die Intensitätsschwankungen aufgrund der Speckle-Struktur möglichst gering zu halten, ist auf der Ulbricht-Kugel ein kleiner Ventilator mit einer Unwucht angebracht, der die Kugel bei Betrieb zu schwachen Vibrationen anregen

und das Speckle-Muster verringern kann (vgl. Abschnitt 5.2.3). Für einen möglichst präzisen Starttransmissionswert wird der arithmetische Mittelwert über eine höhere Anzahl von Pixeln gebildet, so dass die Standardabweichung minimiert wird.

3.7.2 Ruhende Strömung

Transmissionen bei unverschobener Laserfrequenz lassen sich nicht nur mit der Ulbricht-Kugel vermessen, sie können genauso aus der Streuung des Laserlichts an Seeding in einer ruhenden Strömung ermittelt werden. Dazu wird eine Glasküvette mit Aerosolteilchen befüllt und mit dem Laserlichtschnitt durchstrahlt (Abb. 3.11). Die Partikel besitzen im Mittel keine Geschwindigkeit, unterliegen aber der zufälligen, thermischen Molekülbewegung. Schätzt man die auftretenden Geschwindigkeiten von Paraffin-Teilchen mit Durchmessern zwischen $0,1\mu\text{m}$ und $1\mu\text{m}$ ab, so erhält man unter Annahme eines idealen Gases bei Raumtemperatur mittlere thermische Geschwindigkeiten zwischen $3\frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $0,1\frac{\text{m}}{\text{s}}$. Solche Geschwindigkeiten liegen noch im Bereich der typischen Messgenauigkeiten bei DGV-Experimenten, weshalb die Unsicherheit bei Annahme einer ruhenden Strömung in die Größenordnung der Auswertegenauigkeit und sich die Annahme damit rechtfertigen lässt.

Als schwierig erweist sich, dass das Seeding in nahezu ruhendem Zustand Schwaden ausbildet, wodurch sich eine inhomogene Intensitätsverteilung im Lichtschnitt ergeben kann. Um dies zu vermeiden erzeugt man in der Küvette mit einem kleinen Ventilator eine geringe Strömung, welche die Bildung der Schwaden verhindert und somit Lichtschnittaufnahmen mit gleichmäßigen Intensitätsverteilungen ermöglicht. Auch die vom Ventilator erzeugte Bewegung ist vernachlässigbar gering, insbesondere dann, wenn sie hauptsächlich senkrecht zur Streuebene stattfindet und dadurch keine beobachtbare Frequenzverschiebung erzeugt.

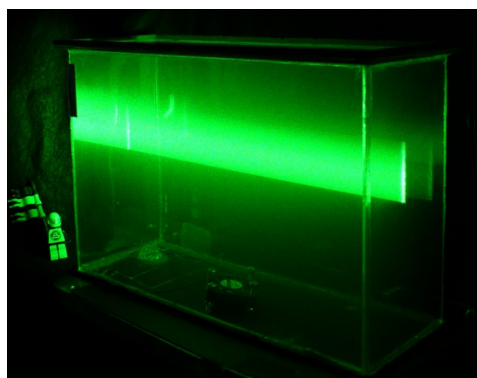


Abb. 3.11: Transmissionsmessungen an einem Lichtschnitt in einer mit Seeding gefüllten Glasküvette. Ein Ventilator verhindert die Bildung von Schwaden.

3.7.3 Freistrahl

Für Prinzipstudien mit Geschwindigkeitsmesstechniken wie der Doppler Global Velocimetry ist es sinnvoll, Messungen an gut bekannten, leicht reproduzierbaren Strömungen durchzuführen. Hierfür bieten sich Experimente an einem sogenannten Freistrahls an. Unter einem Freistrahls versteht man die freie Expansion eines Fluids in die Umgebung hinter einer Düse. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Düse ist in Abb. 3.12 dargestellt. Verdichtete Luft wird über einen Schlauch der Düse zugeführt und wird dort gleichgerichtet. Beim Austritt der Luft aus der Düse bildet sich eine Strömung mit einem kegelförmigen Kernbereich aus (Abb. 3.13). In diesem Kernbereich ist die Strömungsgeschwindigkeit über einen Querschnitt betrachtet annähernd konstant.

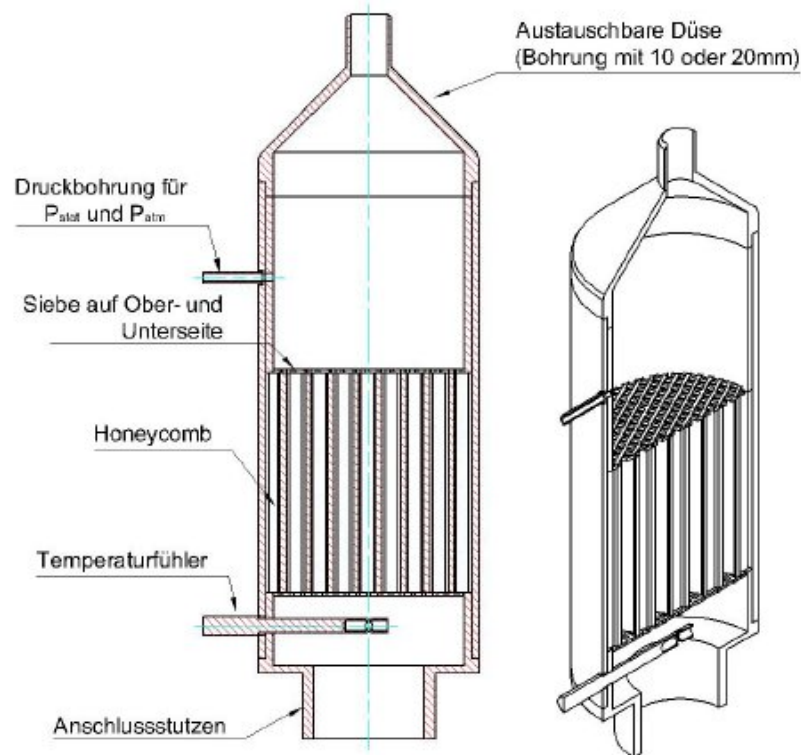


Abb. 3.12: Aufbau einer Freistrahldüse [aus [För]]

Es lassen sich je nach Anströmgeschwindigkeit und gewähltem Düsendurchmesser Strömungsgeschwindigkeiten zwischen $20 \frac{m}{s}$ und $150 \frac{m}{s}$ realisieren. Die Steuerung der Geschwindigkeit geschieht über die Leistungsregelung eines Staubsaugermotors, mit dem Raumluft angesaugt und mit Seeding gemischt über einen Schlauch durch die Düse geblasen wird.

Die Strömungsgeschwindigkeit lässt sich unter Annahme einer isentropen, reibungsfreien Strömung eines perfekten Gases bestimmen. Dazu werden die Temperatur und der statische Druck in der Ruhekammer der Düse sowie der atmosphärische Druck gemessen. Das Tool „Izen Nozzle“ errechnet dann auf Grundlage der Gleichungen aus der Strömungslehre ([För]) iterativ die theoretische Strömungsgeschwindigkeit, die als Referenzwert für DGV-Messungen im Kernbereich der Freistrahldüse dient.

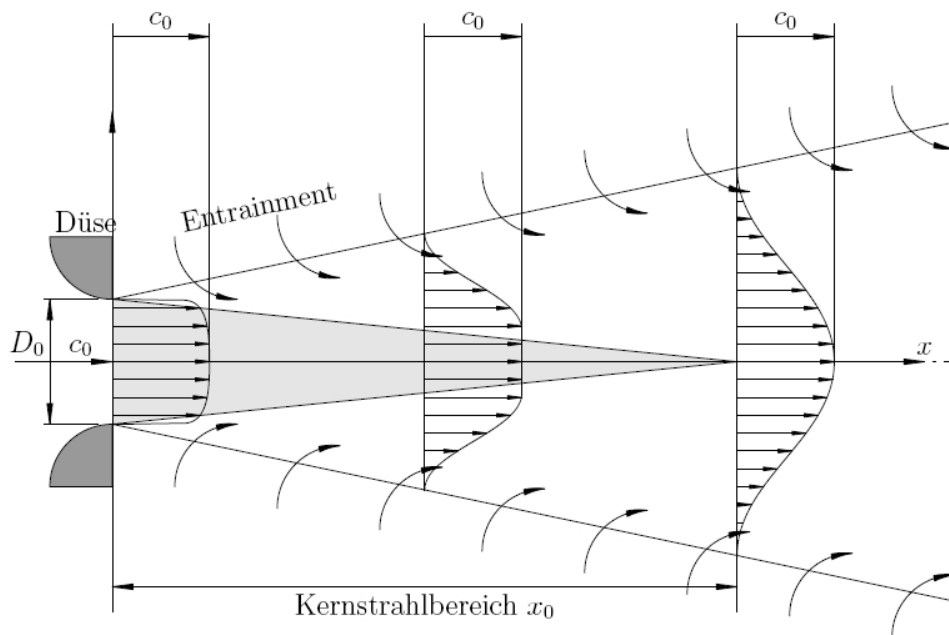


Abb. 3.13: Schematische Zeichnung eines Freistrahls: Luft mit der Geschwindigkeit c_0 expandiert hinter einer Düse (Durchmesser D_0) in den freien Raum. Die Geschwindigkeitsverteilung ist für zunehmende Distanz x aufgetragen. Für den Kernstrahlbereich ($x_0 \approx 5D_0$) beträgt die Geschwindigkeit weiterhin c_0 . In den Außenbereichen kommt es zum „Entrainment“, also dem Einsaugen von Umgebungsluft (in Anlehnung an [WG]).

Unter Verwendung der Freistrahldüse mit einem Düsenaufsatz von 20mm Durchmesser werden maximale Strömungsgeschwindigkeiten von ungefähr $80 \frac{m}{s}$ erreicht. Die Temperatur im Potentialkern des Freistrahls beträgt dann ungefähr 45°C bei einer Raumlufttemperatur von 25°C . Für Experimente zur Erprobung der Gefilterten Rayleigh Streuung sind höhere Temperaturen erforderlich, damit höhere Gradienten in den FRS-Signalintensitäten im Bereich des Freistrahls zu beobachten sind. Für kombinierte Messungen mit FRS und DGV wird die Freistrahldüse mit erhitzter Luft durchströmt. Dazu wird die vom Staubsaugermotor angesaugte Luft durch ein Rohr geführt, welches mit Heizdrähten durchsetzt ist. Die Luft kann durch die Heizdrähte auf Temperaturen um 300°C erwärmt und über einen Schlauch zur Düse geleitet werden (Abb. 3.14). Das

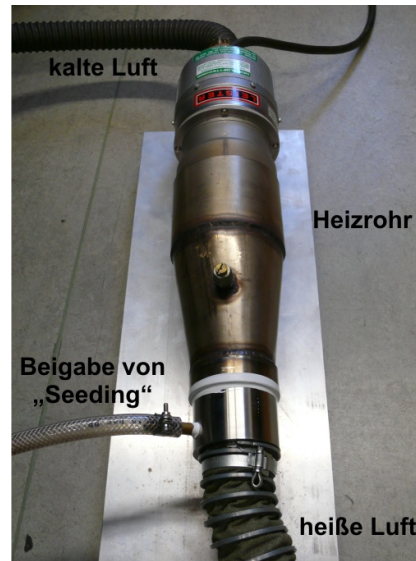


Abb. 3.14: Heizung für eine heiße Freistrahlsströmung: Kalte Luft wird von einem Staubsaugermotor dem Heizrohr zugeführt. Die erhitzte Luft wird mit Seeding gemischt und durch einen hitzeresistenten Schlauch zur Düse geleitet.

für DGV benötigte Seeding wird der Luft hinter diesem Heizrohr beigemischt. Um als Seeding weiterhin Paraffin verwenden zu können, werden Heiztemperaturen von maximal 120°C realisiert, da sonst das Seeding vollständig verdampfen würde.

Aus der Ruhetemperatur T_0 in der Ruhekammer der Freistrahldüse lässt sich die Temperatur T im Strömungskern des Freistrahls bestimmen, wenn, wie in 3.7.3 beschrieben, die Geschwindigkeit v bekannt ist: [För]

$$T = T_0 \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \left(\frac{v}{a} \right)^2 \right) \quad (3.2)$$

$\kappa \approx 1,4$ ist der Isentropenexponent von Luft. Für die Schallgeschwindigkeit gilt unter Verwendung der universellen Gaskonstante $R = 8,3145 \frac{\text{J}}{\text{K}}$: [SK89]

$$a = \sqrt{\kappa R T} \quad (3.3)$$

Aus (3.2) und (3.3) ergibt sich die Temperatur schließlich zu:

$$T = \frac{T_0}{2} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot \frac{v^2}{R T_0}} \right) \quad (3.4)$$

Für Ruhetemperaturen um 90°C sinkt die Strömungsgeschwindigkeit der Luft in die Größenordnung von $40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ab. Errechnet man nach (3.4) die Temperatur der bewegten Luft, so stellt man fest, dass diese sich nur geringfügig (weniger als $0,1^\circ\text{C}$) von der gemessenen Ruhetemperatur unterscheidet. Daher kann für die FRS-Experimente die Ruhe-Temperatur als Referenzwert der Temperaturen im Freistrahlkern herangezogen werden.

4 Realisierung der Messtechniken

4.1 Umsetzung der DGV

Die Theorie der Doppler Global Velocimetry, aus Referenz- und Signalkamerabildern Geschwindigkeitsinformationen über die Dopplerverschiebung zu gewinnen wurde schon in Abschnitt 2 geschildert. An dieser Stelle wird nun die praktische Umsetzung der Theorie beschrieben.

Die Intensitäten, die Referenz- und Signalkamera detektieren (I_r , I_s), hängen von experimentellen Faktoren wie der Mie-Streuintensität I_{Mie} und der frequenzabhängigen Transmission der Jod-Zelle $\tau(\nu)$ ab. I_{Mie} wiederum ergibt sich aus der Laserpulsleistung im Lichtschnitt P_{LS} , der Dichte des Seeding ρ , dem Mie-Streuquerschnitt σ_{Mie} sowie Verlusten im optischem Aufbau vor Teilung des Strahls.

Die Intensitäten in beiden Strahlengängen hängen außerdem ganz wesentlich durch das Reflexionsvermögen des Strahlteilers ¹ ab. Hinzu kommen weitere Einflüsse wie Reflexionsverluste, Verschmutzungen (z.B. Staub) an Spiegeln und Optiken oder Fehler in einzelnen Kamerapixeln, die sich für beide Strahlenverläufe unterscheiden. Beschreibt man diese Einflüsse durch Faktoren η_{ref} bzw. η_{sig} , so gilt für jeden Bildpunkt:

$$I_r \propto I_{Mie} \cdot \eta_{ref} \quad (4.1)$$

$$I_s \propto I_{Mie} \cdot \eta_{sig} \cdot \tau(\nu), \quad (4.2)$$

wobei $I_{Mie} \propto P_{LS} \cdot \rho \cdot \sigma_{Mie}$. Die Grundabsorption der Jod-Zelle durch Prädissoziation wurde vernachlässigt. Dividiert man beide Intensitätsbilder durcheinander, d.h. bildet man pixelweise den Quotienten Q aus beiden Intensitäten der Datenbilder, so ergibt sich

$$Q = \frac{I_s}{I_r} = \frac{\eta_{sig}}{\eta_{ref}} \cdot \tau(\nu) \quad (4.3)$$

Um die Transmission zu berechnen, nimmt man einen weiteren Satz von Referenz- und Signaltbild auf, die sogenannten Sensitivitätsbilder. Hierbei verstimmt man den Laser allerdings so, dass die Jodzelle bei der Frequenz ν_{sen} keine Absorption zeigt, also $\tau(\nu_{sen}) = 1$. Der Quotient S ergibt sich analog zu (4.3)

$$S = \frac{\eta_{sig}}{\eta_{ref}} \cdot \tau(\nu_{sen}) = \frac{\eta_{sig}}{\eta_{ref}} \quad (4.4)$$

¹Das Reflexionsvermögen variiert räumlich über die reflektierende Fläche des Strahlteilerwürfels

und damit erhält man die frequenzabhängige Transmission der Jod-Zelle schließlich als

$$T = \tau(\nu) = \frac{Q}{S} = \frac{\left(\frac{I_r}{I_s}\right)_{dat}}{\left(\frac{I_r}{I_s}\right)_{sen}}, \quad (4.5)$$

wobei vor der pixelweisen Division das Mapping, also das Entzerren der Bilder und ihre Zuordnung zu physikalischen Koordinaten sowie eine Korrektur mit Hintergrundbildern durchgeführt werden muss.

Das Absorptionsprofil $\tau(\nu)$ der Jodlinie, auf die der Laser justiert wird, lässt sich aus der Theorie nach Forkey [For96] berechnen und in Tabellenform in einer sogenannten Look-Up-Table (LUT) speichern. Durch Bestimmung der unverschobenen Laserfrequenz ν_0 bzw. der Starttransmission $T_0 = \tau(\nu_0)$ aus den Ulbricht-Kugelaufnahmen ergeben sich die Transmissionsänderungen:

$$\Delta T = T - T_0 = \tau(\nu) - \tau(\nu_0) \quad (4.6)$$

Durch Anwendung der LUT kann jede Transmissionsänderung in eine Frequenzverschiebung $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ umgerechnet werden, wonach aus (2.3) bereits eine zweidimensionale Komponente des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} jedes Pixels berechnet werden kann. Durch Kombination der Frequenzbilder aller drei Blickrichtungen ergibt sich aber ein Gleichungssystem (4.8), woraus schließlich \vec{v} in karthesischen Koordinaten bestimmt wird. Alle diese Informationen werden Schritt für Schritt immer pixelweise verarbeitet und in Bildform gespeichert.

4.1.1 Datenaufnahme

Ein vollständiger DGV-Datensatz besteht aus

- Datenbild (dat) und Hintergrundbild (bkg)
- Sensitivitätsbild (sen) und Hintergrundbild (bgs)
- Kalibrierungsbild (cal)
- Lichtschnittkalibrierungsbild (lsc)

Jegliche Information über die Geschwindigkeiten der Strömung ist in den Datenbildern enthalten. Für die Datenbilder wird der Laser bei einer Frequenz auf einer Jod-Absorptionslinie² stabilisiert. Die Hintergrundbilder dienen der Korrektur der Datenaufnahmen, sowohl auf den intrinsischen Hintergrund der CCD-Kameras als auch auf von Laborlicht und Laserlichtreflexen erzeugte Hintergrundsignale. Die Hintergrundaufnahmen werden daher bei eingeschaltetem Laser aufgenommen und über einige Aufnahmen

²Bei reinen DGV-Messungen meist bei $\tau(\nu) = 0,5$.

gemittelt. Für einen größeren Satz an Datenbildern ist es von Vorteil, das Sensitivitätsbild und die Kalibrierungsbilder nur einmalig und zeitlich gemittelt aufzunehmen. Für das Lichtschnittkalibrierungsbild (Abb. 4.1) wird ein Streifengitter in den Lichtschnitt gestellt. Aus dem Streifenmuster lässt sich dann per Software die genaue Lichtschnitttrichtung (exakter: der Einheitsvektor der Lichtschnitttrichtung) bestimmen. Die Kalibrierungsbilder sind Aufnahmen eines Gittermusters, die dem späteren Entzerren der Bilder dienen.

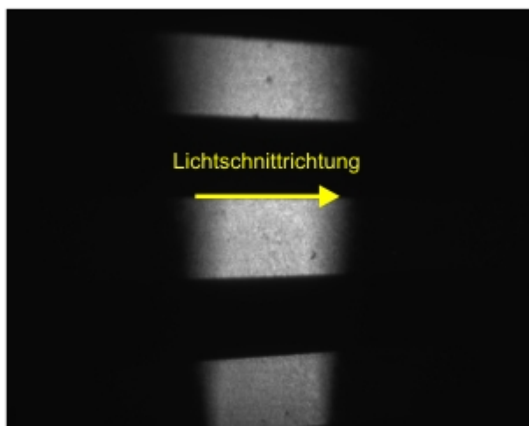


Abb. 4.1: Aufnahme zur Lichtschnittkalibrierung: Durch ein Streifengitter lässt sich die Lichtschnitttrichtung bestimmen.

4.1.2 Bildbearbeitung

Da die Bilder mit dem Vierfachbildleiter aufgenommen werden, setzt sich jedes Bild aus vier Quadranten zusammen (Abb. 4.2). Zur Auswertung der einzelnen Bildausschnitte werden vier Einzelbilder der Quadranten aus dem Rohdatenbild erzeugt.

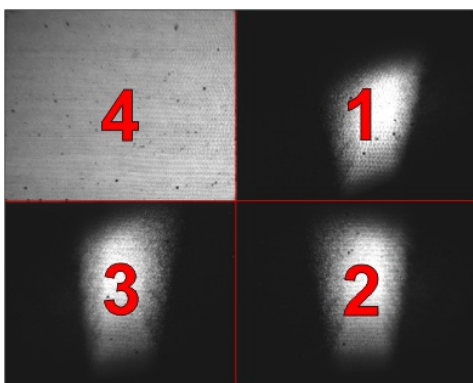


Abb. 4.2: Aufteilung des Kamerabildes; vier Quadranten: 1-3 sind die Aufnahmen aus den drei Beobachtungsrichtungen \vec{o}_1 , \vec{o}_2 , \vec{o}_3 , 4 ist die Aufnahme der Ulbricht-Kugel.

4.1.3 Kalibrierung und Mapping

Bevor sich die Datenbilder auswerten lassen, müssen sie zunächst so entzerrt werden, dass entsprechende Referenz- und Signalbilder deckungsgleich werden. Dies geschieht beim sogenannten Mapping. Für alle drei Beobachtungsrichtungen werden einander entsprechende Pixel den gleichen physikalischen Koordinaten zugeordnet. Dafür werden Aufnahmen von einem Kalibriergitter (Abb. 4.3) gemacht. Als günstig erweist sich ein dünnes, schwarzes Blech (0,5mm Dicke) mit einem Lochraster. Es wird so positioniert, dass die Rasterpunkte gleichmäßig in der Ebene verteilt sind, in der bei der DGV-Messung der Lichtschnitt die Strömung durchläuft. Das Kalibriergitter wird von hinten mit einer Lampe möglichst homogen angeleuchtet und dann bei gleicher Kamerakonfiguration (Blenden, Objektive, Blickrichtungen) wie während der Strömungsmessung aufgenommen. Mit geeigneter Software können die Bilder dann nach den beleuchteten Gitterlöchern abgerastert und Marken festgesetzt werden (Abb. 4.4).

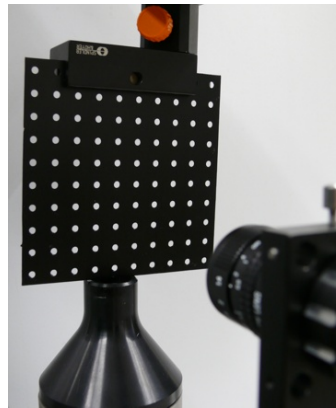


Abb. 4.3: Kalibrierung der Beobachtungsrichtungen: Ein dünnes Blech mit einem Lochraster wird in der Lichtschnittebene positioniert.

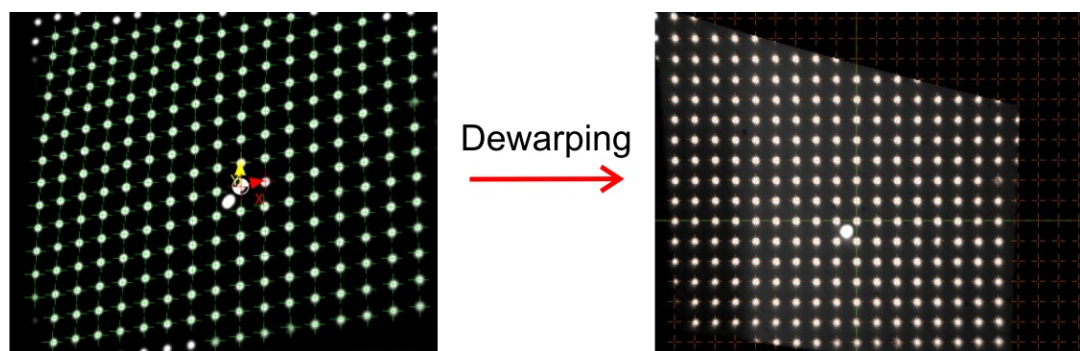


Abb. 4.4: Mapping: Erkennung von Rastermarken und Entzerrung (Dewarping) in ein kartesisches Raster.

4.1.4 Starttransmission

Aus den Ulbricht-Kugelaufnahmen lassen sich durch Division der Bilder nach (4.5) Transmissionsbilder erstellen. Jeder Pixel des Transmissionsbildes der Ulbricht-Kugel liefert damit einen Wert für die Starttransmission $T_0 = T(\nu_0)$. Um einen statistisch signifikanten T_0 -Wert zu erhalten, werden die Starttransmissionswerte mit einer programmierten Softwareroutine über alle³ Pixel des Transmissionsbildes gemittelt.

4.1.5 Geschwindigkeitskomponenten

Die Datenbilder (Referenz, Signal) und Sensitivitätsbilder (Referenz, Signal) werden zunächst in die Auswertungssoftware eingeladen. Die zugehörigen Hintergrundbilder werden subtrahiert und mit Hilfe der Mapping-Informationen werden die Bilder entzerrt. Dann wird nach (4.5) das Transmissionsbild erstellt. Für jeden Pixel wird von dem Transmissionswert der Wert der Starttransmission T_0 subtrahiert und es ergeben sich Transmissionsänderungen ΔT , welche mit der Look-Up-Table für die verwendete Jod-Absorptionsflanke in Frequenzverschiebungen umgerechnet werden. Da die LUT für gewöhnlich nicht als Funktion $\Delta T(\Delta \nu)$, sondern in Form von Wertepaaren $(\Delta T, \Delta \nu)$ vorliegt, muss für eine gegebene Transmissionsänderung die zugeordnete Frequenzverschiebung aus den Wertepaaren interpoliert werden.

Für jede der drei Beobachtungsrichtungen ($\vec{o}_1, \vec{o}_2, \vec{o}_3$) erhält man auf diese Weise pro Bildpixel eine Frequenzverschiebung ($\Delta \nu_i, i=1,2,3$). Bezeichnet \vec{l} die Richtung des Lichtschnitts, so lassen sich die drei Geschwindigkeitskomponenten in einem gewählten orthogonalen Koordinatensystem ($\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$) errechnen:

$$\begin{aligned} \Delta \nu_i &= \frac{\nu_0}{c} \cdot (\vec{o}_i - \vec{l}) \cdot \vec{v} \\ &= \frac{\nu_0}{c} \cdot \left[\begin{pmatrix} o_{i,x} \\ o_{i,y} \\ o_{i,z} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} l_x \\ l_y \\ l_z \end{pmatrix} \right] \cdot \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Es ergibt sich also ein inhomogenes lineares Gleichungssystem

$$\begin{pmatrix} \Delta \nu_1 \\ \Delta \nu_2 \\ \Delta \nu_3 \end{pmatrix} = \frac{\nu_0}{c} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} o_{1,x} - l_x & o_{1,y} - l_y & o_{1,z} - l_z \\ o_{2,x} - l_x & o_{2,y} - l_y & o_{2,z} - l_z \\ o_{3,x} - l_x & o_{3,y} - l_y & o_{3,z} - l_z \end{pmatrix}}_{M_{kond}} \cdot \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix}, \quad (4.8)$$

welches durch Invertieren der Matrix M_{kond} gelöst werden kann:

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \frac{c}{\nu_0} \cdot M_{kond}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} \Delta \nu_1 \\ \Delta \nu_2 \\ \Delta \nu_3 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

³Bei schlechter Bildqualität der Randbereiche werden solche Pixel nicht berücksichtigt

Die Geometrie des Messaufbaus (Beobachtungsrichtung, Lichtschnitttrichtung) steckt bei der Berechnung der dreidimensionalen Geschwindigkeit vollständig in der Konditionsmatrix M_{kond} .

Um (4.8) anwenden zu können, müssen die Einheitsvektoren der Lichtschnitttrichtung (\vec{l}) sowie der drei Beobachtungsrichtungen ($\vec{o}_1, \vec{o}_2, \vec{o}_3$) angegeben werden. \vec{l} wird aus den drei Lichtschnittkalibrierungsaufnahmen ermittelt: Die Bilder werden mit derselben Transformation entzerrt wie die Datenbilder, wodurch jedes Bild einen Ausschnitt aus der Lichtschnittebene darstellt. Die Lichtschnitttrichtung in jedem Bild ist dann eine Parallele zum abgebildeten Streifenmuster. Durch Interpolation (Least Square Fit) der Parallelen aus allen drei Bildern ergibt sich dann der Lichtschnitteinheitsvektor $\vec{l} = (l_x, l_y, 0)$.

Die Vektoren der Beobachtungsrichtungen ergeben sich unmittelbar aus den Positionen der Foto-Objektive auf den Bildleiterarmen relativ zum im Mapping festgelegten physikalischen Ursprung⁴. Die Koordinaten bezüglich dieses Fixpunktes kann man entweder von Hand ausmessen oder aus der angewandten Mapping-Transformation bestimmen. Für eine präzise automatische Berechnung muss man allerdings das Kalibriergitter in der z-Richtung verschieben und mehrmals aufnehmen. Ansonsten ist der Fehler auf den Beobachtungswinkel und die Entfernung zu groß [Wil06]. Daher wurden für die Experimente die von Hand gemessenen Positionen zu Grunde gelegt. $\vec{o}_1, \vec{o}_2, \vec{o}_3$ erhält man dann nach Normierung der Richtungsvektoren.

⁴In der Regel ein Punkt mittig über der Düsenöffnung und auf halber Höhe des Lichtschnitts

4.2 Umsetzung der FRS

Der größte Aufwand bei FRS-Messungen besteht weniger in den eigentlichen Messaufnahmen, sondern vielmehr in der späteren Datenverarbeitung und vor allem in der numerischen Simulation der Signalintensitäten I_{FRS} des Rayleigh-Streulichtes. Mathematisch werden die Intensitäten durch das Produkt aus der Intensität des Rayleigh-gestreuten Lichts I_{Ray} und dem Transmissionsprofil der Jodzelle τ bestimmt:

$$I_{FRS}(\nu) = I_{Ray}(\nu) \otimes \tau(\nu) \quad (4.10)$$

Für einen Detektor⁵, der Licht aus einem Raumwinkel $\Delta\Omega$ mit der Effizienz η_{opt} des optischen Aufbaus registriert, ergibt sich als detektierbare Rayleigh-Streuleistung nach (2.21):

$$\begin{aligned} P_{det} &= \eta_{opt} \cdot P_{Ray} \\ &= \eta_{opt} \cdot \left(\frac{N}{V} \right) \cdot I_0 \cdot \bar{\sigma}_{Ray} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Da die Effizienz η_{opt} des optischen Aufbaus nur schwer bzw. ungenau zu bestimmen ist, werden im Experiment relative Streuintensitäten Q_{Ray} ermittelt. Dazu bedarf es lediglich einer Referenzmessung, bei der die experimentellen Parameter Temperatur, Druck und Gaszusammensetzung bekannt sind. Die einzige geometrische Größe, die weiterhin eingeht, ist der Streuwinkel θ .

$$Q_{Ray} = \frac{I_{Ray}}{I_{Ray,ref}} = \frac{P_{det}}{P_{det,ref}} = \frac{\left(\frac{N}{V} \right)}{\left(\frac{N}{V} \right)_{ref}} \frac{I_0}{I_{0,ref}} \cdot \frac{\bar{\sigma}_{Ray}}{\bar{\sigma}_{Ray,ref}} \quad (4.12)$$

Für die relativen FRS-Streuintensitäten ergibt sich dann analog zu (4.10):

$$Q_{FRS,\nu} = \frac{\left(\frac{N}{V} \right)}{\left(\frac{N}{V} \right)_{ref}} \frac{I_0}{I_{0,ref}} \cdot \frac{\bar{\sigma}_{FRS}(v, T, n_i, \dots, \nu, \theta, \dots)}{\bar{\sigma}_{FRS,ref}(\underbrace{v_{ref}, T_{ref}, n_{i,ref}, \dots}_{\text{Gasmischung}}, \underbrace{\nu, \theta, \dots}_{\text{Streuung}})} \cdot \frac{\tau(\nu, T_{sat})}{\tau(\nu, T_{sat,ref})} \quad (4.13)$$

In die Berechnung der Streuquerschnitte gehen sowohl stoffspezifische Parameter wie die Geschwindigkeit v , Temperatur T und Brechungsindex n_i ein, aber genauso auch Parameter, welche den Streuprozess an sich charakterisieren (Frequenz ν , Streuwinkel θ). Die spektrale Transmission der Jodzelle hängt in erster Linie von der Frequenz und der Sättigungstemperatur T_{sat} der Zelle ab, sofern im Experiment gewährleistet ist, dass die Temperatur der Jodzelle immer über der Sättigungstemperatur liegt. Zusätzlich ist auch die Teilchendichte $\frac{N}{V}$ abhängig von der Gastemperatur T . Für die Gesamtintensität $Q_{FRS,tot}$ integriert man in (4.13) Zähler wie Nenner über die Frequenz ν .

$$Q_{FRS,tot} = \frac{\left(\frac{N}{V} \right)}{\left(\frac{N}{V} \right)_{ref}} \cdot \frac{\int \bar{\sigma}_{FRS}(\nu, \dots) \cdot \tau(\nu, \dots) d\nu}{\int \bar{\sigma}_{FRS,ref}(\nu, \dots) \cdot \tau(\nu, \dots) d\nu} \quad (4.14)$$

⁵Im Fall der FRS ist der Detektor der Chip einer CCD-Kamera

Es wurde außerdem die Laserintensität $I_0 = I_{0,ref}$ als konstant angenommen. Mit (4.14) lassen sich relative FRS-Streuintensitäten berechnen, wenn man die stoffspezifischen Parameter einfließen lässt. Der Rechenaufwand wird reduziert, indem die Integration nicht über alle Frequenzen erfolgt, sondern in einem Frequenzintervall $\nu_0 - d\nu, \dots, \nu_0 + d\nu$ um die unverschobene Laserfrequenz ν_0 . In den Rechnungen konvergierte das Integral gewöhnlich bereits für eine Intervallbreite von $d\nu = 150\text{GHz}$.

Es wird eine Referenzmessung bei bekannter Temperatur T_{ref} an einem bekannten Gasgemisch durchgeführt. Da in den Laborversuchen für diese Arbeit an heißen Luftströmungen gemessen wurde, findet auch die Referenzmessung an Luft statt (Raumtemperatur, ruhende Strömung). Die stoffspezifischen Parameter sind für Luft aus Literatur bzw. Theorie gut bekannt[Mos05]. Als einzige variable Messgröße in (4.14) bleibt die Gastemperatur übrig. Für alle im Experiment theoretisch messbaren Temperaturen T_{theo} werden die relativen Streuintensitäten $Q_{FRS,tot}(T_{theo})$ in $0,1^\circ\text{C}$ -Schritten berechnet. Auf diese Weise erhält man eine Bibliothek aus relativen Streuintensitäten. Diese gilt es mit der Temperaturmessung abzugleichen: Bildet man pixelweise den Signalcount-Quotienten aus FRS-Datenbild und FRS-Referenzbild, so erhält man für jeden Pixel eine relative Streuintensität $Q_{FRS,tot}(T)$, welcher über die theoretischen relativen Streuintensitäten einer Temperatur T zugeordnet werden. Hierbei wird davon ausgegangen, dass die Dynamik der Kamera linear arbeitet, also die Anzahl der detektierten Counts (mit einem konstanten Untergrund als Offset) sich linear zu der absoluten Streuintensität verhält.

4.2.1 Datenaufnahme und -auswertung

Ein vollständiger FRS-Datensatz besteht aus:

- Datenbild und Hintergrundbild
- Referenzbild und Hintergrundbild
- Kalibrierungsbild

Analog zur DGV-Auswertung können auch die FRS-Aufnahmen mit Hilfe des Kalibrierungsbildes entzerrt werden (vgl. Abschnitt 4.1.3). Die Ermittlung der Temperaturen geschieht durch pixelweise Auswertung des Quotienten der Signalintensitäten aus Daten- und Referenzbild. Mit der Software „Mathlab“ werden die Streu- und Transmissionspektren simuliert und Temperatur-Bibliotheken angelegt. Die Implementierung der FRS-Auswertung in die „Mathlab“-Umgebung geschah durch Dipl.-Ing. Ulrich Doll am DLR in Köln-Porz (in Anlehnung an [Mos05]). Auf eine detaillierte Beschreibung wird in dieser Arbeit verzichtet.

5 Kombination der Messtechniken

5.1 Gedanklicher Ansatz

Führt man sich die Konzepte von Doppler Global Velocimetry und Gefilterter Rayleigh-Streuung vor Augen, so ähneln sich beide Messtechniken durch die Verwendung der Jod-Absorptionsfilter. Eine gleichzeitige Anwendung bei Verwendung von gleicher Laserlichtquelle und Jod-Zelle (mit identischer Sättigungstemperatur) ist aber ausgeschlossen, denn für FRS muss die Frequenz des Lasers auf das Minimum einer Jod-Absorptionslinie angepasst werden, damit auftretendes Mie-Streulicht vom Jod-Dampf vollständig absorbiert wird. DGV gewinnt aus eben diesem Mie-Streulicht Geschwindigkeitsinformationen.

Simultane Anwendungen von DGV und FRS können mit unterschiedlichen Lasern oder unterschiedlichen Absorptionsfiltern realisiert werden. Die Verwendung eines zusätzlichen Lasers ist grundsätzlich nur mit erhöhtem finanziellem und technischem Aufwand zu bewerkstelligen. Darüber hinaus müsste gewährleistet werden, dass sich die ausgeleuchteten Beobachtungsfelder decken, damit nicht für den zeitlichen Zusammenhang der Messergebnisse ihr räumlicher aufgegeben wird. Dieser Ansatz soll an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden.

Eine zweite Möglichkeit eines simultanen Messkonzeptes besteht darin, für DGV und FRS unterschiedliche Jod-Filter zu verwenden. Das spektrale Absorptionsprofil einer Jod-Zelle ändert sich empfindlich mit der Dichte respektive dem Druck des Jod-Dampfes. Vergleicht man Zellen identischer Größe, also mit konstantem Volumen des Jod-Dampfes, so steigen der Druck und damit auch die Absorption mit zunehmender Sättigungstemperatur. Absorptionslinien im Spektrum des Jods werden breiter (Abb. 5.1).

Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, dass die spektralen Randbereiche des Linienminimums bei hoher Sättigungstemperatur in Bereiche der Linienflanken bei niedriger Sättigungstemperatur fallen. Es ist also prinzipiell möglich, Mie-Streulicht in diesen Spektralbereichen mit einer Jod-Zelle hoher Temperatur vollständig zu filtern (FRS), während es in einer Jod-Zelle niedriger Temperatur nicht vollständig absorbiert wird und sich die Transmission messen lässt (DGV).

Es ist zu berücksichtigen, dass durch die vermessenen Strömungsgeschwindigkeiten je nach DGV- und FRS-Beobachtungsrichtung zu Frequenzverschiebungen der eigentlichen Laserfrequenz kommt. Soll FRS mit einer heißeren Jod-Zelle und DGV mit einer kälteren gleichzeitig angewandt werden, so muss sichergestellt werden, dass sowohl das Licht unverschobener als auch jenes verschobener Frequenz von der FRS-Jod-Zelle un-

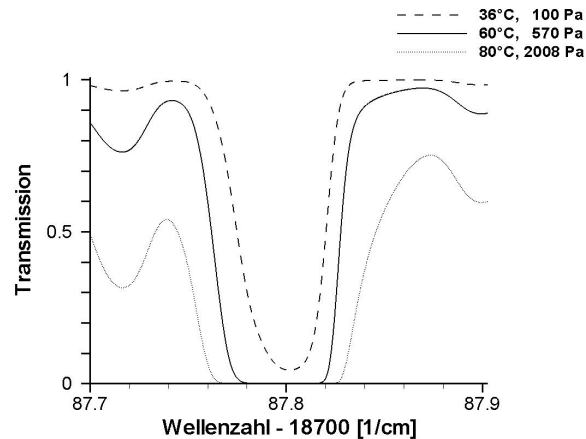


Abb. 5.1: Spektrales Profil des P83-Übergangs in $^{127}\text{I}_2$ für verschiedene Sättigungstemperaturen: Die spektrale Breite des Linienminimums nimmt mit steigender Sättigungstemperatur zu. Berechnung der Transmissionswerte auf Grundlage des Forkey-Codes für eine 5cm lange Jod-Zelle, unter der Annahme, dass die Zell-Temperatur der Sättigungstemperatur entspricht (Simulation nach [For96]).

terdrückt wird. Gleichzeitig müssen die aus den Dopplerverschiebungen resultierenden Transmissionsänderungen der DGV-Jod-Zelle groß genug sein, d.h. die Absorptionsflanke im verwendeten Frequenzbereich steil genug sein, dass die Strömungsgeschwindigkeit genau genug gemessen werden kann.

Die Realisierung und Optimierung dieses simultanen Messkonzeptes verlangt von beiden Messverfahren Kompromisse bezüglich ihrer Parameter:

- Temperaturen der Jod-Zellen
- Beobachtungsrichtungen
- Stabilisierungspunkt der unverschobenen Laserfrequenz
- Dichte des Seeding

Die Genauigkeit der Temperaturmessungen mit FRS wird aber durch gleichzeitige Messung der auftretenden Geschwindigkeiten auch gesteigert. Das Rayleigh-Streulicht wird ebenso wie das Mie-Streulicht aufgrund des Doppler-Effektes spektral verschoben. Die mit DGV gemessene Geschwindigkeiten fließen daher unmittelbar in die FRS-Auswertung in Form der Verschiebung der Streuspektren ein.

5.2 Vorstudien

5.2.1 Frequenzverteilung im Lichtschnitt

Für hohe Messgenauigkeit von DGV und FRS ist eine konstante Laserfrequenz unumgänglich. Die Regelung für ein zeitlich konstantes Verhalten der Laserfrequenz wurde bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben. Darüber hinaus wurde die räumliche Frequenzverteilung bei Aufweitung des Laserstrahls zu einem Lichtschnitt untersucht. Dafür wurde ein Laserlichtschnitt (40mm breit) durch eine mit Seeding gefüllte Küvette (siehe Abschnitt 3.7.2) justiert und unter einem Streuwinkel von 90° mit einem der vier DGV-Objektive aufgenommen. Die Lichtschnittebene lag dabei senkrecht zur Beobachtungsrichtung. Ein zweites Objektiv war auf die Ulbrichtkugel gerichtet. Die eingesetzte Jod-Zelle (Sättigungstemperatur: 61°C) wurde konstant auf 65°C geheizt.

Aufgenommen wurden ein DGV-Datensatz mit zehn Einzeldatenbildern (Belichtungszeit: $1\mu\text{s}$), die mit einem 2×2 Gauß-Filter geglättet wurden um Einflüsse der Bildleiterstruktur zu minimieren. Für jeden Einzelpuls lieferte die Transmission aus der Ulbricht-Kugel-Aufnahme eine mittlere, unverschobene Frequenz des Lasers. Gleichzeitig wurde aus der Aufnahme des Lichtschnitts für jeden Pixel ebenfalls eine Frequenz bestimmt, welche bei Vernachlässigung von Strömungen in der Küvette der tatsächlichen Frequenz in diesem Teil des Lichtschnitts entsprach. Statt der Absolutfrequenzen wurde für jeden Einzelpuls mittels der DGV „Look-Up-Table“ die Verschiebung der Frequenz im Lichtschnitt gegenüber der mittleren, unverschobenen Laserfrequenz aus der Ulbricht-Kugel-Aufnahme bestimmt.

Für ein Einzelbild und das über das zehn Einzelbilder gemittelte Bild sind die Ergebnisse in Abb. 5.2 dargestellt. Die Frequenzverschiebungen wurden über den markierten Bereich des Lichtschnitts gemittelt. Randbereiche, in denen die Intensitäten der Kamerabilder unter 500 Counts lagen, wurden wegen schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses bei der Mittelung außen vor gelassen. Für die Einzelaufnahmen liegt die Standardabweichung von der mittleren Frequenzverschiebung im Lichtschnitt im Mittel bei $\sigma = 1,4\text{MHz}$, für die gemittelte Aufnahme bei $\sigma = 1\text{MHz}$. Die fleckige Struktur in den Bildern könnte einerseits durch Strukturen und Rauschen des Bildleiters, andererseits durch geringe, lokale Bewegungen des Seeding erklärt werden.

Die Analyse der Lichtschnitt-Aufnahmen zeigt, dass die Frequenz im Lichtschnitt eines einzelnen $1\mu\text{s}$ -Laserpulses nur gering ($\sigma = 1,4\text{MHz}$) variiert. Für die Geschwindigkeitsauswertung resultieren hieraus Ungenauigkeiten von weniger als $0,5\frac{\text{m}}{\text{s}}$. Lediglich über die Randbereiche des Lichtschnitts konnten wegen zu geringer Intensitäten mit dieser Messung keine Aussagen getroffen werden. Im Vergleich zu anderen DGV-Arbeitsgruppen ([Wer04], [MLS01]), welche für ihre Lichtschnitte Frequenzungenauigkeiten in der Größenordnung von 100 MHz angeben, erhöht das beschriebene Lasersystem die Genauigkeit der DGV- und auch der FRS-Messungen erheblich. Grund für die weitaus geringere Schwankung der Laserfrequenz über die Breite des Lichtschnitts ist das Konzept des Lasers, welches auf Verstärkung in Resonatoren verzichtet. In anderen Fällen ([MLS01])

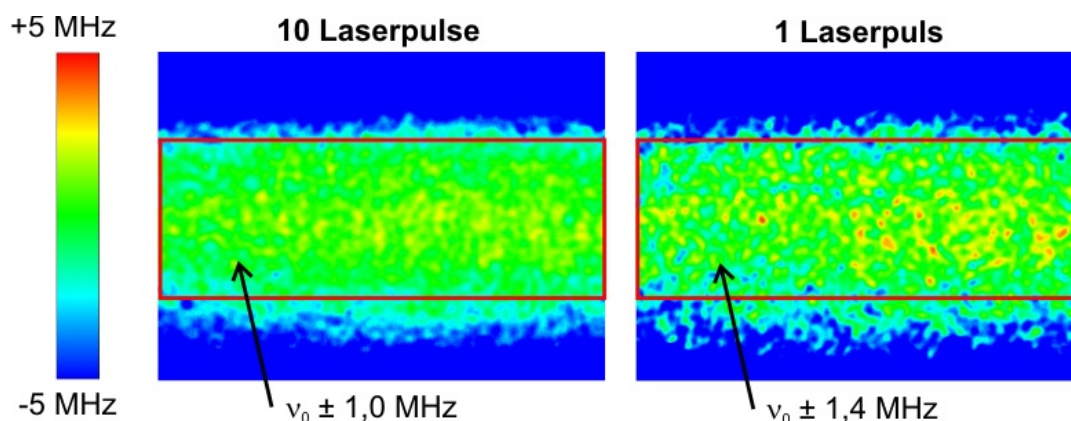


Abb. 5.2: Frequenzverteilung über den Laserlichtschnitt: Sowohl die Bilder der Einzelpulse als auch das gemittelte Bild weisen im markierten Bereich geringe Schwankungen um den Frequenz-Mittelwert auf.

führten Unebenheiten in den Endflächen von Nd:YAG-Kristallstäben zu transversal variierenden Resonatorlängen und so zu erheblichen Frequenzunterschieden.

5.2.2 Verwendete Jod-Zellen

DG-V-Jod-Zelle

Für DG-V wurde eine Jod-Zelle mit einer nominellen Sättigungstemperatur von 36°C verwendet. Die Betriebstemperatur der Zelle wurde auf 50°C geregelt.

Das Absorptionsspektrum des P83-Übergangs wurde für diese Zelle vermessen, indem mit Hilfe von Aufnahmen der ausgeleuchteten Ulbricht-Kugel mit dem DG-V-Kamerasystem die Starttransmissionen in Abhängigkeit der Wellenzahl ermittelt wurden. Für jeden Stabilisierungspunkt des Lasers wurden 100 Einzelpulsaufnahmen der Ulbricht-Kugel aufintegriert (Belichtungszeit: 2500ms, Pulsrate: 40Hz). Aus den Quotienten von Signal- und Referenzbildern wurden Transmissionen ermittelt. Um diese Transmissionswerte mit der Simulation nach Forkey vergleichen zu können, wurden sowohl die gemessenen Transmissionen als auch die simulierten Transmissionen auf den Transmissionswert bei der Wellenzahl $k = 18787,88 \text{ cm}^{-1}$ normiert.

Das normierte, spektrale Transmissionsprofil ist in Abb. 5.3 gegen den theoretischen Verlauf aufgetragen, der nach Forkey [For96] für eine Jod-Zelle mit einer Sättigungstemperatur von 36°C und einer Betriebstemperatur von 50°C berechnet und anschließend normiert wurde. Man erkennt, dass die Simulation mit diesen Parametern den Verlauf der Messwerte nicht exakt wiedergibt. Es ist ein systematischer Fehler erkennbar, der am besten durch eine Verschiebung in der Wellenzahl zu erklären ist. Verschiebt man die simulierte Kurve um $\Delta k = 0,003 \text{ cm}^{-1}$, so decken sich gemessenes und theoretisches Transmissionsprofil (Abb. 5.3).

Eine mögliche Erklärung für diese Verschiebung in der Frequenz könnte in den bisherigen

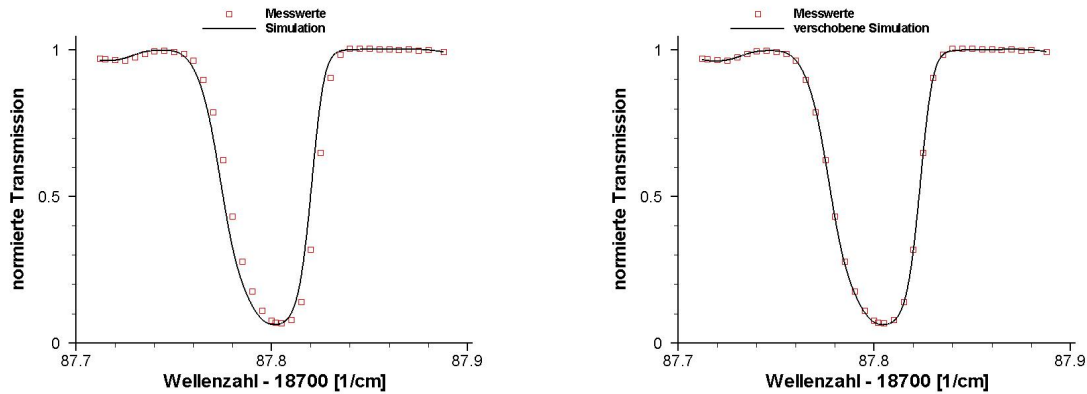


Abb. 5.3: Spektrales Transmissionsprofil des P83-Übergangs: Der vermessene Transmissionsverlauf zeigt eine Verschiebung gegenüber der Simulation für 36°C Sättigungstemperatur und 50°C Betriebstemperatur (links). Nach Wellenzahlverschiebung der Simulation um $0,003\text{cm}^{-1}$ (rechts) stimmen Simulation und Messwerte überein (Simulation nach Forkey [For96]).

Vermessungen des Jodspektrums zu finden sein. Gerstenkorn und Luc [GL79], deren Vermessungen des Jod-Absorptionsspektrums die Grundlage für die Forkey-Simulationen darstellen, geben den absoluten Fehler auf die von ihnen vermessenen Wellenzahlen als $\Delta k = \pm 0,002\text{cm}^{-1}$ an. Die nötige Verschiebung der Forkey-Simulation kann mit diesem Fehler und den Ungenauigkeiten in der Messung begründet werden.

Für die späteren DGV-Messungen wurde eine „Look-Up-Table“ verwendet, die aus einem Spline-Fit durch die Messreihe der Transmissionen erstellt wurde.

FRS-Jod-Zelle

Auch das Transmissionsprofil des P83-Übergangs bei Verwendung der heißeren FRS-Zelle wurde vermessen. Damit die Zelle für die Transmissionsmessung nicht in das DGV-Kamerasystem eingebaut werden musste, wurden mit dem FRS-System Signaltbilder aufgenommen. Gleichzeitig wurde ein der Intensität des Lasers proportionales Signal (Referenzbild der Ulbricht-Kugel) mit Hilfe des DGV-Kamerasystems aufgezeichnet. Die Transmissionen, die aus den mit den Laserintensitäten gewichteten Signaltbildern ermittelt wurden, sowie die Transmissionswerte aus den Simulationen wurden auf den Transmissionswert bei $k = 18787,88\text{cm}^{-1}$ normiert.

Abb. 5.4 zeigt die Ergebnisse der Messung. Die nominelle Sättigungstemperatur der Jod-Zelle war 80°C, die geregelte Betriebstemperatur war auf 85°C eingestellt. Für diese Parameter passt die Simulation nicht zu den gemessenen Transmissionswerten. Erst eine Verschiebung um $\Delta k = 0,0035\text{cm}^{-1}$ und die Änderung der Temperaturparameter für die Simulation (70°C Sättigungstemperatur, 80°C Betriebstemperatur) bewirken eine bessere Anpassung an die Messwerte. Dieser korrigierte, simulierte Transmissionsverlauf diente als Grundlage für alle weiteren FRS-Messungen.

Es fiel auf, dass für die Simulation die Sättigungstemperatur der verwendeten Jod-Zelle auf 70°C angepasst werden musste, um einigermaßen den Verlauf der Messdaten wiederzugeben. Es besteht die Vermutung, dass die nominelle Sättigungstemperatur der erstmalig eingesetzten Jod-Zelle nicht korrekt ist. Darüber hinaus zeigte die eingesetzte Jod-Zellen-Heizung Schwierigkeiten, Betriebstemperaturen von 85°C zu erreichen. Es ist daher gut möglich, dass während der Messung in der Jod-Zelle nicht die abgelesenen 85°C Betriebstemperatur herrschten.

Die Qualität der Messdaten war mit Vorsicht zu beurteilen. Bei hohen Wellenzahlen zeigten sich einige Ausreißer vom erwarteten Verlauf der Simulation. Die Abweichungen im Nebenminimum bei kleinen Wellenzahlen waren dadurch zu erklären, dass dieser Übergang zwar experimentell messbar ist, aber aus der Simulation nach Forkey nicht hervorgeht. Um das Absorptionsspektrum in diesem Wellenzahlbereich dennoch möglichst korrekt wiedergeben zu können, musste der Übergang zusätzlich in die Simulation eingefügt werden. Die Messung zeigte, dass diese manuelle Anpassung nicht korrekt durchgeführt wurde.

Eine Wiederholung dieser Messung mit der Zelle scheiterte am Ausfall des Langpuls-Lasers. Außerdem war bereits bei der hier ausgewerteten Messung ein Fehlverhalten des Lasers zu beobachten. Starke Puls-zu-Puls-Schwankungen der Laserintensität deuteten an, dass auch das spektrale Emissionsprofil möglicherweise nicht mehr als einmodig angesehen werden konnte, sondern es womöglich zum erhöhten Auftreten verstärkter spontaner stimulierter Emissionsprozesse kam. Hierdurch wären unter Umständen auch die beobachteten Transmissionsausreißer erklärbar.

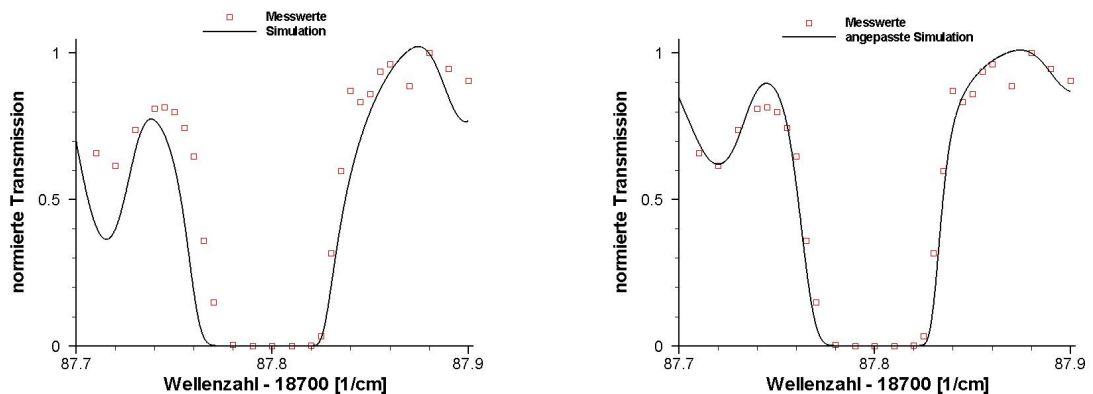


Abb. 5.4: Spektrales Transmissionsprofil des P83-Übergangs für die FRS-Jod-Zelle: Der vermessene Transmissionsverlauf zeigt eine Verschiebung gegenüber der Simulation für eine Jod-Zelle mit 80°C Sättigungstemperatur und 85°C Betriebstemperatur (links). Auch eine Verschiebung der Simulation in der Wellenzahl ($0,0035\text{cm}^{-1}$) und die Änderung der Sättigungstemperatur auf 70°C sowie der Betriebstemperatur auf 80°C kann den gemessenen Verlauf nicht vollständig wiedergeben (rechts) (Simulation nach Forkey [For96]).

5.2.3 Transmissionsmessungen mit Laserpulsen

Für die DGV-Auswertungen sind genaue Transmissionsmessungen mit der Jod-Zelle sowohl bei der unverschobenen als auch der in Folge von Strömungsgeschwindigkeiten verschobenen Laserfrequenz unerlässlich. Es sind zwei Effekte bekannt, die die Transmissionsmessungen, an der Ulbricht-Kugel und dem Seeding, verfälschen können. Die Effekte und ihre Auswirkungen auf die Transmissionsbestimmung bei Mikrosekunden-Pulsen sollen diskutiert werden.

Speckle-Effekte

Die Starttransmission wird für DGV an der ausgeleuchteten Ulbricht-Kugel bestimmt. In Abschnitt 3.7.1 wurde bereits erwähnt, dass die bei Abbildung der Austrittsöffnung ein Speckle-Muster, also eine räumliche Modulation der Lichtintensität zu beobachten ist. Für den Starttransmissionswert werden die Transmissionswerte für alle Pixel in einem Viertel des Bildbereiches der Quotientenbilder der Ulbricht-Kugel gemittelt. Das Auftreten des Speckle-Musters erhöht den Schwankungswert dieser Mittelung.

Bei Messungen mit Dauerstrich-Lasern und Belichtungszeiten in der Größenordnung von einer Sekunde konnten die resultierende Ungenauigkeit der Starttransmission durch Rütteln der Ulbricht-Kugel reduziert werden. Auch für die Messungen an Laserpulsen wurde dies praktiziert. Um die Auswirkung des Rüttelns der Ulbricht-Kugel auf Aufnahmen von einzelnen $1\mu s$ -Laserpulsen zu untersuchen, wurden am P83-Jod-Übergang für verschiedene Wellenzahlen die Transmissionswerte aus Aufnahmen mit sowohl $1\mu s$ (ein Laserpuls) als auch $2500ms$ (100 Laserpulse) Belichtungszeit ermittelt und auf den Transmissionswert bei $k = 18787,745cm^{-1}$ normiert. Als statistischer Fehler wurde die Standardabweichung bei Mittelung über die Transmissionswerte mehrerer Pixel herangezogen. Abb. 5.5 zeigt, dass bei der Messung von Einzelpulsen die absoluten Fehler auf die Transmissionswerte gegenüber den Messungen bei längerer Belichtungszeit erheblich anstiegen. Im Mittel lagen die relativen Fehler für Einzelpuls-Transmissionswerte bei 18%, bei Aufintegration von 100 Pulsen bei lediglich 4%.

Das mechanische Rütteln der Ulbricht-Kugel bewirkte offenbar während einer Mikrosekunde kein effektives Verwischen der Speckle-Struktur. Dies konnte zu erheblichen Fehlern bei DGV-Auswertungen führen. Relative Fehler von nahezu 20% deuteten erneut darauf hin, dass möglicherweise ein unerwartetes, spektrales Emissionsverhalten des Lasers vorlag.

Polarisationseffekte

Ein weiteres Problem bei den Transmissionsmessungen konnte die Polarisation des mit den vier DGV-Objektiven aufgenommenen Streulichtes darstellen. Wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, variierte das Teilungsverhältnis von Referenz- und Signalstrahlengang im DGV-Kamerasystem mit der Polarisation des Streulichtes.

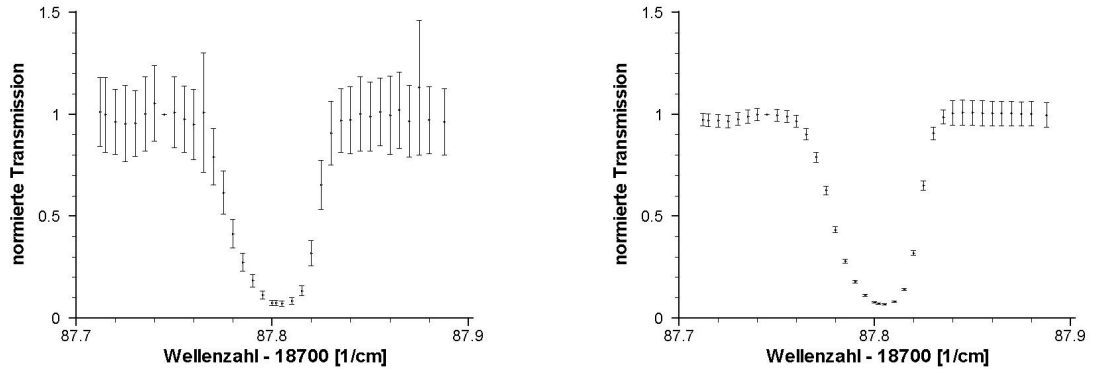


Abb. 5.5: Einfluss von Speckle-Strukturen auf die Transmissionsmessungen an der Ulbricht-Kugel: Das spektrale Transmissionsprofil des P83-Übergangs wurde für Belichtungszeiten von $1\mu s$ (Einzelpuls) und $2500ms$ (100 Einzelpulse) aufgenommen. Die Fehler auf einzelne Transmissionswerte ergeben sich aus der Standardabweichung der Mittelung über die Transmissionswerte mehrerer Pixel.

Das Licht des Langpuls-Lasers war 100:1 linear polarisiert. Die Polarisation wurde mit einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte auf die FRS-Beobachtungsrichtung angepasst. Das am Mie-Partikeln gestreute Licht war ebenfalls linear polarisiert, bevor es in den Bildleiter trat. Der Bildleiter erhielt in der Regel die Polarisation des Lichtes nicht. Um sicher zu gehen, dass die Transmissionen bei Streuung an Seeding korrekt gemessen wurden, wurde bei bisherigen DGV-Messungen mit langen Belichtungszeiten (Millisekunden bis Sekunden) das aus dem Bildleiter austretende Streulicht mit einer rotierenden $\frac{\lambda}{2}$ -Platte depolarisiert. Da die Drehung der Platte mechanisch auf eine Frequenz von einigen Hertz beschränkt war, blieb bei kurzen Belichtungszeiten (Mikrosekunden) die Depolarisierung aus, da die Platte nicht schnell genug gedreht werden konnte. Eine Alternative stellte ein linearer Polarisationsfilter dar, der für eine feste Polarisation des Streulichtes sorgte, aber auch durch Filterung der komplementär polarisierten Streulichtanteile die Intensität verringerte.

Um eine mögliche Fehlerquelle bei der Erfassung der Transmissionen auszuschließen, wurde daher der lineare Polarisationsfilter bei allen DGV-Aufnahmen im Kamerasystem verwendet.

5.2.4 Extinktionsgrenze der FRS-Jod-Zelle

Die Frequenz, bei der der Laser für simultane Aufnahmen stabilisiert wurde, sollte zwei Bedingungen erfüllen: Einerseits sollte die Frequenz so gewählt werden, dass bei einer vorgegebenen Strömungsgeschwindigkeit mit DGV in Folge der Dopplerverschiebung ausreichend große Transmissionsänderungen gemessen werden konnten. Dies war am besten für Startfrequenzen auf der Flanke einer Absorptionslinie gegeben. Im Widerspruch dazu stand die Notwendigkeit, bei FRS-Messungen jegliches Mie-Streulicht zu unterdrücken um die ungefilterten Anteile des intensitätsschwächeren Rayleigh-Streulicht messen zu können. Da nicht nur das spektral unverschobene (geometrische Streuer, ruhendes Seeding), sondern auch das verschobene Mie-Streulicht (Seeding in der Strömung) unterdrückt werden musste, war für FRS eine Startfrequenz vorzuziehen, die möglichst nah an der zentralen Frequenz des Linienminimums lag.

Im Vorfeld der Simultanmessungen wurden für die gewählte Konfiguration der Beobachtungspositionen beider Messsysteme Testaufnahmen der geseedeten heißen Strömung betrachtet. Durch Verstimmen der Laserfrequenz wurde der P83-Jod-Übergang von hohen zu niedrigen Wellenzahlen abgetastet. Bei gleichbleibender Seeding-Dichte sank mit verringerter Wellenzahl die mit dem FRS-System gemessene Streulichtintensität. Bei einer Wellenzahl von $18787,818\text{cm}^{-1}$ konnte kein Seeding-Streulicht mehr beobachtet werden. Der Laser wurde daher für die in dieser Arbeit ausgewerteten Messungen immer auf diese Wellenzahl stabilisiert. Der DGV-Auswertung kam bei dieser Wellenzahl entgegen, dass die gewählte Flanke des P83-Übergangs steiler war als andere Absorptionsflanken, die für die Messungen in Frage gekommen wären. Eine Frequenzverschiebung $\Delta\nu = 10\text{MHz}$ zu höheren Frequenzen resultierte in einer Transmissionsänderung $\Delta T = 1,4\%$.

5.2.5 Beobachtungspositionen

Das physikalische Koordinatensystem für Messungen am heißen Freistrahle kann durch den Lichtschnitt (x-Richtung) und die Strömungsrichtung der Düse (y-Richtung) definiert werden (Abb. 5.6). Die z-Richtung beschreibt die sogenannte „out of plane“-Komponente. Die Beobachtungspositionen für DGV und FRS sind durch ihre Entfernung vom Koordinatenursprung und die Beobachtungsrichtung festgelegt. Als Ursprung wird beim Mapping der Punkt in der Lichtschnittebene definiert, der mittig in der kreisförmigen Düsenöffnung liegt. Jede Beobachtungsrichtung ist bereits über die in Abb. 5.6 gekennzeichneten Winkel α und β eindeutig bestimmt. α ($0^\circ < \alpha < 360^\circ$) stimmt mit dem Streuwinkel Θ überein. β ($-90^\circ < \beta < 90^\circ$) beschreibt die Inklination der Beobachtungsrichtung gegen die x-z-Ebene. Die Komponenten des Einheitsvektors \vec{o} (o_x, o_y, o_z) der Beobachtungsrichtung werden aus diesen beiden Winkeln berechnet:

$$\begin{aligned} o_x &= \cos \beta \cdot \cos \alpha \\ o_y &= \sin \beta \\ o_z &= \cos \beta \cdot \sin \alpha \end{aligned} \tag{5.1}$$

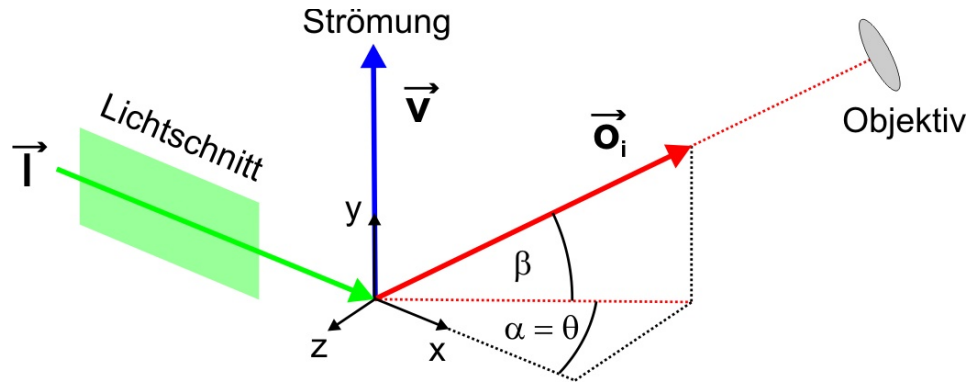


Abb. 5.6: Konfiguration des Messaufbaus: Das gewählte Koordinatensystem (x,y,z) richtet sich nach den Richtungen von Lichtschnitt (\vec{l}) und Düsenströmung (\vec{v}). Die i -te ($i = 1,2,3$) Beobachtungsrichtung \vec{o}_i ist durch die Winkel α und β definiert, wobei α mit dem Streuwinkel Θ übereinstimmt.

DGV

Bei Stabilisierung der Laserfrequenz im Randbereich des P83-Minimums zu hohen Frequenzen hin werden alle drei DGV-Beobachtungsrichtungen so gewählt, dass ausschließlich positive Frequenzverschiebungen zustande kommen. Da die Geschwindigkeit des Freistrahls erwartungsgemäß durch die Geschwindigkeitskomponente in y -Richtung dominiert wird, sind die Beobachtungsrichtungen so zu wählen, dass die Inklinationen β_i positiv sind, die y -Koordinaten der Beobachtungspositionen also positiv sind (Blick von oben auf die Strömung). Die Winkel α_i bestimmen entscheidend die Messempfindlichkeit für die x - und z -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit. Die drei DGV-Beobachtungsrichtungen wurden wie folgt gewählt:

$$\text{DGV-Position 1} \quad \alpha_1 = 225^\circ, \beta_1 = 45^\circ, r = 500\text{mm}$$

$$\text{DGV-Position 2} \quad \alpha_2 = 315^\circ, \beta_2 = 45^\circ, r = 500\text{mm}$$

$$\text{DGV-Position 3} \quad \alpha_3 = 90^\circ, \beta_3 = 45^\circ, r = 500\text{mm}$$

Für die Auslegung der Beobachtungsrichtungen war in erster Linie eine Optimierung der Messempfindlichkeit auf Basis der Frequenzverschiebungen maßgeblich. Bei Annahme einer Freistrahlsströmung mit $\vec{v} = (0, 40 \frac{\text{m}}{\text{s}}, 0)$ erhält man für die drei Richtungen nach (2.3) Frequenzverschiebungen

$$\text{DGV-Dopplerverschiebung} \quad \Delta\nu_1 = \Delta\nu_2 = \Delta\nu_3 \approx 55\text{MHz}$$

Größere Inklinationswinkel würden diese Verschiebungen zwar noch erhöhen, jedoch würden sich Ungenauigkeiten im Mapping dann umso kritischer auswirken.

Der Mie-Streuquerschnitt wird durch α bestimmt (vgl. Abb. 2.8). Da die Konfiguration sowohl Beobachtungsrichtungen in Vorwärtsstreuung (2) als auch Rückwärtsstreuung (1)

einschließt, variieren die Streulichtintensitäten sehr stark. Dies lässt sich über die Einstellung der Objektivblenden kompensieren, damit vergleichbare Signalintensitäten für jede Beobachtungsposition gemessen werden.

Die Intensitäten hängen zudem von der Entfernung der Objektive vom Ort der Streuung ab. Als Abstand wurde für alle drei Positionen $r = 50\text{cm}$ gewählt. Da alle Objektive die gleichen Brennweiten besaßen, ist dies gleichbedeutend mit einem gleichen Vergrößerungsmaßstab der Strömung für die einzelnen Beobachtungspositionen.

FRS

Nach (2.9) und (2.10) bestimmt die FRS-Beobachtungsposition über den Abstand r und den Streuwinkel Θ die Gesamtintensität der detektierbaren Rayleigh-Streuung in Abhängigkeit von der Polarisierung. Mit der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte im Aufbau kann die Polarisierung des Lasers stets so angepasst werden, dass das Laserlicht senkrecht zur Streuebene polarisiert ist. Da die Gesamtintensität für p-polarisiertes Licht unabhängig vom Streuwinkel ist, wird er unter diesem Gesichtspunkt frei wählbar.

Die spektrale Verteilung der Rayleigh-Streuintensitäten hängt hingegen durchaus von Θ ab (siehe Abb. 2.12). Je größer Θ gewählt wird, desto breiter wird das Rayleigh-Streuprofil, wodurch sich auch das FRS-Signal ändert.

Der FRS-Aufbau wurde zunächst mit folgendem Beobachtungspunkt realisiert:

$$\text{FRS-Position} \quad \alpha = 90^\circ, \beta = 0^\circ, r = 160\text{mm}$$

Wird als Strömungsgeschwindigkeit $\vec{v} = (0, 40\frac{\text{m}}{\text{s}}, 0)$ angenommen, so ist in dieser Konfiguration in der FRS-Blickrichtung wegen $\beta = 0^\circ$ keine Doppler-Verschiebung der Laserfrequenz ν_0 messbar:

$$\text{FRS-Dopplerverschiebung} \quad \Delta\nu_{FRS} = 0 \Rightarrow \nu_{FRS} = \nu_0$$

Die FRS-Streuebene liegt senkrecht zur Strömung des Freistrahls. Abb. 5.7 veranschaulicht, wie für die drei DGV-Beobachtungsrichtungen Frequenzverschiebungen und daraus resultierende Transmissionsänderungen messbar sind, während die FRS-Beobachtungsrichtung jegliches Streulicht¹ bei unverschobener Laserfrequenz registriert.

Für drei verschiedene Einstellungen der Seeding-Dichte wurden je 100 Einzelpuls-FRS-Aufnahmen bei voller Düsendeschwindigkeit erstellt:

1. kein Seeding
2. geringe Seeding-Dichte
3. hohe Seeding-Dichte

¹Streulicht des bewegten Seeding, Rayleigh-Streulicht, Hintergrund-Streulicht

Die hohe Seeding-Dichte war durch den verfügbaren Pressluftdruck (6 bar) limitiert, der im Partikelgenerator die Tröpfchen erzeugte. Bei der Einstellung des geringen Seeding wurde der Pressluftdruck auf 3 bar. Bei dieser Einstellung wären bei gleichzeitigen DGV-Messungen noch im Mittel ungefähr 500 Counts in den DGV-Signal-Datenbilder messbar gewesen.

Für jede Einstellung wurden die FRS-Rohdatenbilder gemittelt und das Quotientenbild aus Daten- und Referenzbild berechnet. Das Referenzbild wurde aus 100 Einzelpuls-Aufnahmen bei ruhender Strömung und Raumtemperatur (25°C) gemittelt. Abb. 5.8 zeigt die normierten, horizontalen Profile der relativen Streulichtintensität in den drei Quotientenbildern. Als Normierungswert wurde jeweils die Intensität bei $x=0$ verwendet. Die Auswertung ohne Seeding zeigte einen Einbruch der relativen Streuintensität genau dort, wo in den Datenbildern der Freistrahlfleck vorzufinden war. Dieser Gradient war aus theoretischen Berechnung nach (4.14) zu erwarten.

Die Auswertungen mit wenig und viel Seeding zeigten diesen Einbruch nicht. Stattdessen stiegen die relativen Streuintensitäten im Freistrahlfleckbereich an, bei viel Seeding sogar über das relative Intensitätsniveau außerhalb des Freistrahls. In diesen Fällen registriert die FRS-Kamera nicht nur Rayleigh-Streulicht, sondern auch Mie-Streulicht des Seeding, welches von der FRS-Jod-Zelle nicht hinreichend gefiltert wurde.

Kombinierte Messungen waren mit dieser FRS-Beobachtungsposition nicht möglich, da das für DGV erforderliche Seeding die relativen FRS-Streulichtintensitäten so stark verfälschte, dass korrekte Temperatúrauswertungen verhindert wurden. Eine Alternative wäre gewesen, den Frequenzstabilisierungspunkt des Lasers auf eine niedrigere Frequenz zu ändern. Dann wiederum wären die DGV-Messungen in einen flacheren Bereich der Jod-Linie verschoben worden und die Messgenauigkeit wäre gesunken.

Eine bessere Alternative war es, die Laserstartfrequenz beizubehalten, aber die FRS-Beobachtungsposition zu verändern:

$$\text{FRS-Position} \quad \alpha = 90^\circ, \beta = -50^\circ, r = 150\text{mm}$$

Wegen $\beta \neq 0^\circ$ wurde nun auch für die FRS-Blickrichtung eine Dopplerverschiebung messbar:

$$\text{FRS-Dopplerverschiebung} \quad \Delta\nu_{FRS} \approx -60\text{MHz}$$

Diese Dopplerverschiebung wirkte sich nicht nur auf das Mie-Streulicht des Seeding in der Strömung, sondern auch auf das Rayleigh-Streulicht aus. Durch den Blick der FRS-Kamera von unten auf die Strömung waren die Frequenzverschiebungen negativ, so dass das dopplerverschobene Mie-Streulicht durch die höhere Transmission der Jod-Zelle in der Mitte des Linienminimums stärker unterdrückt werden konnte (vgl. Abb. 5.9). Unverschoben blieb hingegen das Streulicht, das aus geometrischen Reflexen oder Mie-Streuung an ruhendem Seeding in der Umgebung resultierte.

Es wurden eine weitere FRS-Messung mit der neuen Beobachtungsposition bei den gleichen drei Variationen des Seeding durchgeführt. Abb. 5.10 zeigt, dass die horizontalen

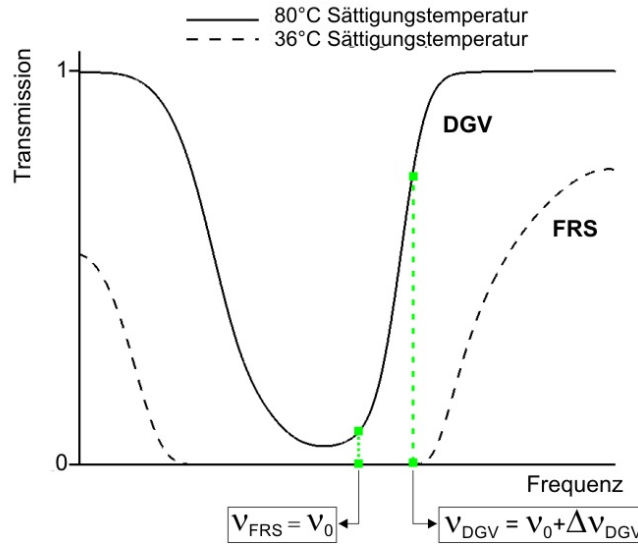


Abb. 5.7: Konzept simultaner DGV-FRS-Messungen: Die heißere FRS-Jod-Zelle filtert unverschobenes (ν_0) und verschobenes $\nu_0 + \Delta\nu$ Mie-Streulicht vollständig. Mit der kälteren DGV-Jod-Zelle hingegen sind Transmissionsänderungen in Folge der Dopplerverschiebung $\Delta\nu$ messbar.

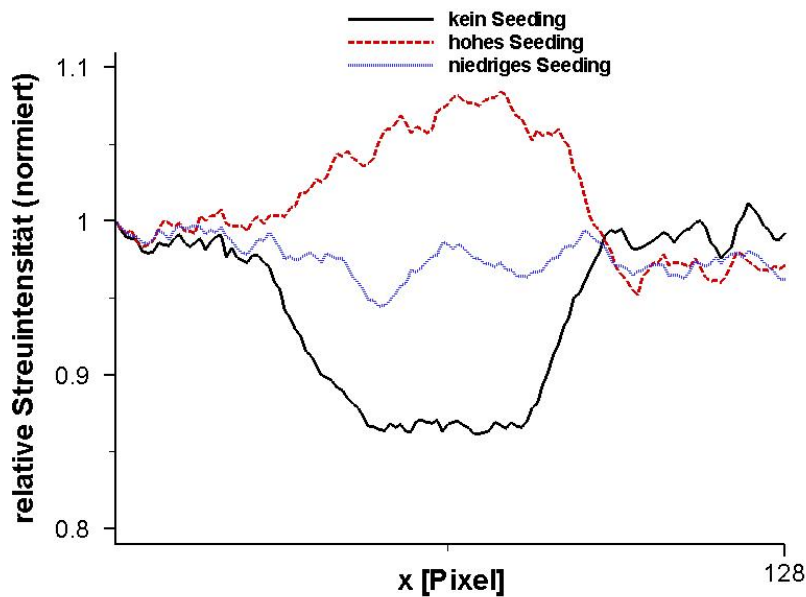


Abb. 5.8: FRS-Aufnahmen bei $\beta = 0^\circ$: Horizontale Profile der FRS-Quotientenbilder für unterschiedliche Seeding-Dichten im Freistrah. Die Intensitäten jedes Profils wurden auf den jeweiligen Intensitätswert bei $x=0$ normiert. Lediglich ohne Seeding nimmt die relative Streuintensität im Freistrah signifikant im Vergleich zur Umgebung ab.

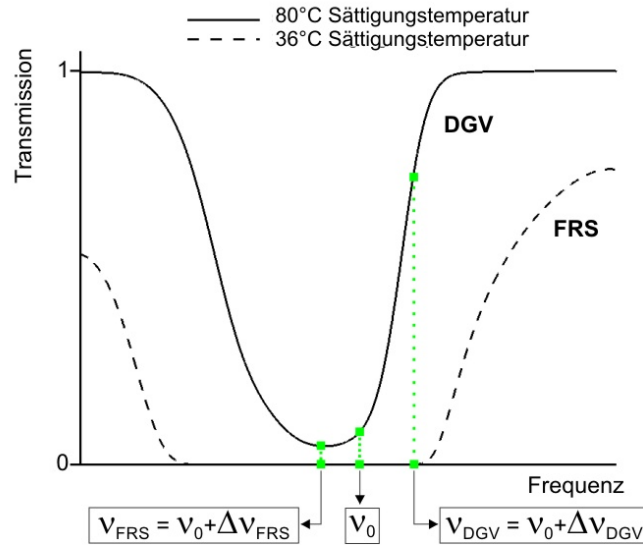


Abb. 5.9: Erweitertes Prinzip kombinierter DGV-FRS-Messungen: Durch unterschiedliche Wahl der Inklination β messen DGV ($\beta > 0^\circ$) und FRS ($\beta < 0^\circ$) Frequenzverschiebungen in verschiedene Richtungen.

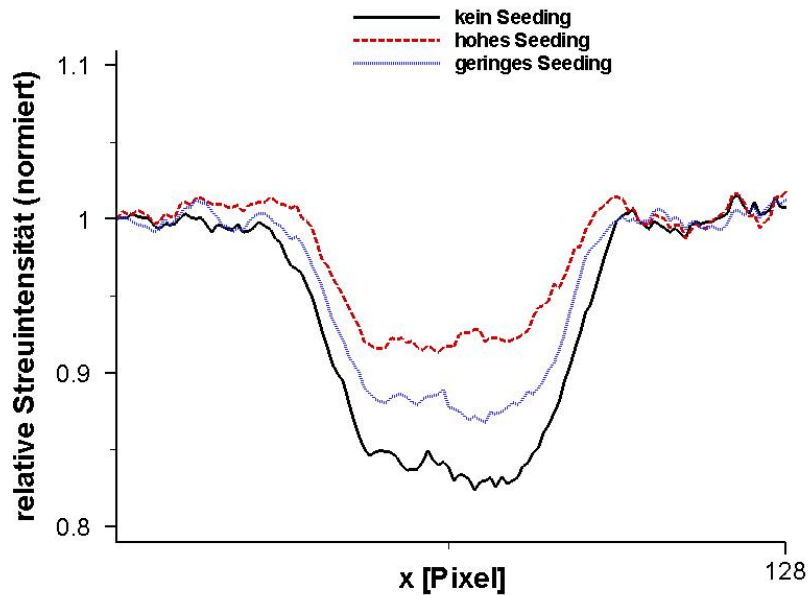


Abb. 5.10: FRS-Aufnahmen bei $\beta = -50^\circ$: Horizontale Profile der FRS-Quotientenbilder für unterschiedliche Seeding-Dichten im Freistrah. Die Intensitäten jedes Profils wurden auf den jeweiligen Intensitätswert bei $x=0$ normiert. Durch Doppler-Verschiebung des Seeding-Streulichtes ist auch für höhere Seeding-Dichten ein signifikanter Gradient im Freistrah erkennbar.

Profile der normierten, relativen Streuintensitäten nun auch bei den Aufnahmen mit viel und wenig Seeding einen Gradienten zu niedrigeren Streulichtintensitäten im Bereich des Freistrahls aufwiesen. Es war dennoch zu beobachten, dass mit zunehmender Seeding-Dichte auch die relativen Streuintensitäten im Freistrahл anstiegen. Dies deutete darauf hin, dass das Mie-Streulicht des Seeding immer noch nicht vollständig unterdrückt werden konnte und so die Messgenauigkeit der FRS-Auswertung reduzieren würde. Prinzipaufnahmen sollten mit dieser Konfiguration des FRS-Aufbaus aber möglich sein, wenn die Aufnahmen auf diesen Mie-Streulicht-Untergrund hin korrigiert würden. Idealerweise sollte für simultane Anwendung von FRS mit DGV die Seeding-Dichte so gering wie möglich gehalten werden.

Da die FRS-Streuebene um den Winkel $\beta = -50^\circ$ gedreht wurde, musste auch die Polarisationsrichtung des Lasers um denselben Winkel gedreht werden, damit der Laser wieder senkrecht zur geänderten FRS-Streuebene polarisiert war. Bei Drehung der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte im Aufbau, änderte sich aber nicht nur das Streulichtsignal der FRS-Kamera, sondern auch die Mie-Streulichtsignale der drei DGV-Beobachtungsrichtungen aufgrund der Polarisationsabhängigkeit der Mie-Streuung. Die DGV-Beobachtungspositionen 1 und 2 lagen beide nahezu in der FRS-Streuebene (Abb. 5.11). Die Streuebene von Position 3 lag senkrecht zu diesen Ebenen. Wurde die Laserpolarisation senkrecht zur FRS-Streuebene gedreht, so wurde nicht nur die Intensität des Streulichtes in der FRS-Beobachtungsrichtung maximal, sondern auch in Richtung der DGV-Objektive 1 und 2. Das dritte Objektiv hingegen detektierte nur ein Minimum an Intensität, da für diese Beobachtungsrichtung der Laser p-polarisiert war.

Auf eine quantitative Bewertung dieses Effekts wird verzichtet. Aufgrund dieses Polarisations-effektes konnten aber die Intensitätsniveaus in den Aufnahmen der drei DGV-Blickrichtungen nicht mehr aufeinander angeglichen werden. Insbesondere sank das Signal-Rausch-Verhältnis für Blickrichtung 3, welches die höchste Sensitivität für die Strömungsgeschwindigkeitskomponente in z-Richtung aufwies.

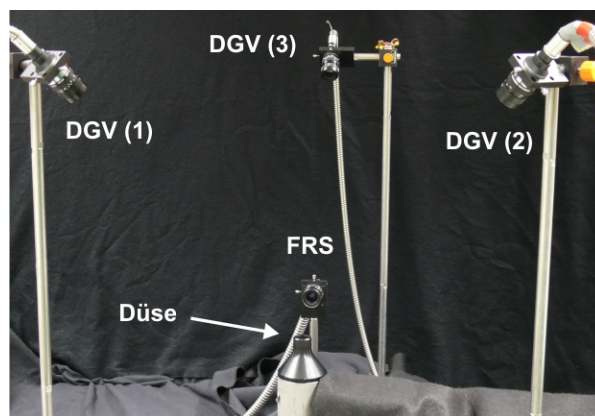


Abb. 5.11: Lage der DGV- und FRS-Beobachtungsrichtungen für Messungen am Freistrahл.

6 Kombinierte Messungen

Für die simultanen Messungen mit DGV und FRS am heißen Freistrahls wurden die beiden Kamerasysteme auf eine Aufnahmerate von 10 Hz synchronisiert. Dies entsprach der Aufnahme jedes vierten Laserpulses. Beide Kamerasysteme arbeiteten mit Belichtungszeiten von $10\mu s$, da die EM-CCD-Kamera für FRS auf diese minimale Belichtungszeit limitiert war. Alle Aufnahmen erfolgten in Sequenzen von 100 Bildern.

Die Leistung einzelner Pulse konnte im Experiment nicht direkt aufgezeichnet werden, allerdings konnten die Signalintensitäten in den DGV-Referenzaufnahmen der Ulbricht-Kugel als Maß für die Leistungen einzelner Laserpulse herangezogen werden. Die mittlere Pulsleistung der $1\mu s$ -Pulse wurde vor Durchführung der Experimente gemessen und betrug $145kW$. Im Verlauf einer Sequenz schwankten die Leistungen der Einzelpulse um 7% um diese mittlere Pulsleistung.

Die räumliche Auflösung sowohl der DGV-Bilder als auch der FRS-Bilder wurde durch ein Binning von $4 \times 4 \text{ Pixel}$ reduziert. (FRS: $128 \times 128 \text{ Pixel}$, DGV: $172 \times 130 \text{ Pixel}$). Die räumliche Auflösung betrug für FRS $2,3 \text{ Pixel/mm}$, für DGV $1,4 \text{ Pixel/mm}$. Durch das Binning wurden die Aufnahmeintensitäten erhöht. Für DGV am heißen Freistrahls war dies zwingend erforderlich, weil durch die Temperaturen in der geheizten Luft ein Teil des Seeding verdampfte und in Folge dessen die Seeding-Dichte drastisch reduziert wurde. Aufnahmen waren nur möglich, wenn der Impaktor des Partikelgenerators deaktiviert war. Zwangsläufig war auch die Blende des DGV-Objektivs in Rückwärtsstreuung (1) voll geöffnet, während die Blenden der anderen beiden Objektive (2 und 3) so angepasst wurden, dass alle drei Beobachtungsrichtungen ähnliche Bildintensitäten aufwiesen.

Für alle Datenaufnahmen wurde der Laser bei einer Wellenzahl von $18787,818 \text{ cm}^{-1}$ stabilisiert. DGV-Sensitivitätsbilder wurden bei $18787,869 \text{ cm}^{-1}$ aufgenommen. Die Sensitivitätsbilder wurden mit ungeheizter Luft aufgenommen, damit die Düsendeschwindigkeit auf ein Minimum reduziert und die auftretenden Frequenzverschiebungen gering gehalten werden konnten. Für den heißen Freistrahls musste die verwendete Heizung stets mit hohen Luftmengen durchströmt werden. Die Sequenz der Referenzbilder für FRS wurde an ruhender Luft bei Raumtemperatur (ungefähr $25^\circ C$) aufgenommen.

Der Koordinatenursprung für die Auswertungen wurde so gewählt, dass er mit dem Mittelpunkt des Düsenaustritts übereinstimmte. Der Lichtschnitt verlief in diesem Koordinatensystem zwischen $y = 2 \text{ mm}$ und $y = 42 \text{ mm}$. Im FRS-Kamerabild verdeckte die Düse einen Teil des Lichtschnitts (Abb. 6.1).

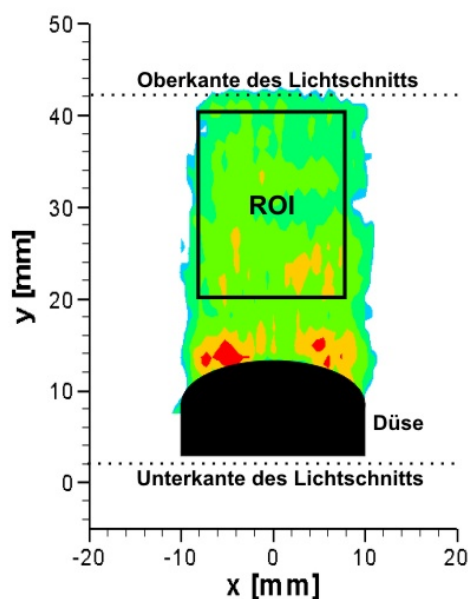


Abb. 6.1: Auswahl eines geeigneten Auswertebereichs. Im unteren Bereich des Lichtschnitts sind keine Simultanauswertungen möglich, da die Düse im FRS-Bild den Lichtschnitt verdeckt und zusätzliches, ergebnisverfälschendes Streulicht verursacht.

Zur Auswertung der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder wurde daher folgende „Region of Interest“ (ROI) gewählt:

$$\text{ROI:} \quad -8\text{mm} < x < 8\text{mm} \quad 20\text{mm} < y < 40\text{mm}$$

$$\text{Auflösung:} \quad \Delta x = \Delta y = 0,67\text{mm}$$

Für drei Variationen der Seeding-Dichte wurden je drei simultane Messsequenzen aufgenommen:

1. geringe Seeding-Dichte
2. mittlere Seeding-Dichte
3. hohe Seeding-Dichte

Die hohe Seeding-Dichte war durch den verfügbaren Pressluftdruck (6bar) limitiert, der im Partikelgenerator die Tröpfchen erzeugte. Bei der Einstellung des geringen Seeding wurde der Pressluftdruck so weit reduziert (3bar), dass gleichzeitig beobachtete DGV-Bildintensitäten in den Signal-Datenbildern auf im Mittel ungefähr 500Counts sanken. Bei hohem Seeding wurden im Mittel 750Counts registriert. Die mittlere Seeding-Dichte entsprach einem eingestellten Pressluftdruck von $4,5\text{bar}$.

Während der Messungen wurden der atmosphärische Druck sowie der statische Druck und die Temperatur in der Ruhekammer der Freistrahldüse gemessen. Als Referenztemperatur für die Messungen im Freistrahle wurde die Temperatur der Ruhekammer herangezogen. Die theoretisch im Freistrahlkern zu erwartenden Geschwindigkeiten wurden aus den drei Messgrößen berechnet (Tab. 6.1). Da sich die theoretischen Geschwindigkeiten geringfügig unterschieden, wurde als Referenzgeschwindigkeit ein Wert von $v_{theo} = 41 \frac{m}{s}$ angenommen. Dieser diente als Grundlage für die Dopplerverschiebung des Rayleigh-Streuspektrums bei der Simulation der theoretischen FRS-Streuquerschnitte.

p_{atm}	Seeding	p_{stat}	T_{stat}	v_{theo}
1002, 2mbar	hoch	1010, 1mbar	92, 0°C	41, 3 $\frac{m}{s}$
	mittel	1009, 9mbar	93, 0°C	40, 9 $\frac{m}{s}$
	gering	1009, 6mbar	94, 6°C	40, 2 $\frac{m}{s}$

Tab. 6.1: Theoretische Geschwindigkeiten (v_{theo}) im Freistrahle für unterschiedliche Seeding-Dichten. Die Geschwindigkeiten werden iterativ aus dem atmosphärischen Druck p_{atm} , dem statischen Druck p_{stat} und der Ruhetemperatur T_{stat} berechnet. Die theoretische Temperatur T_{theo} wurde mit T_{stat} gleichgesetzt.

6.1 Zeitlich gemittelte Auswertung

Für die DGV-Auswertung wurden zeitlich gemittelte Bilder erstellt. Dazu wurden die Referenz- und Signalbilder jeder Sequenz gemittelt und aus den Hintergrund-korrigierten, zeitlich gemittelten Bildern mit der DGV-Routine Geschwindigkeitsfelder erstellt. Analog dazu, wurden für FRS alle Einzelbilder einer Sequenz sowie die Sequenz der Referenzbilder durch den (laserunabhängigen) Laborhintergrund korrigiert. Vor der Mittelung wurde jedes Einzelbild noch mit der Laserleistung des Einzelpulses gewichtet, so dass jedes Bild leistungsunabhängig wurde¹. Dazu wurde im simultanen DGV-Referenzbild der Ulbricht-Kugel ein Intensitätsmittelwert bestimmt, der als Maß für die Laserleistung zur Gewichtung diente. Die leistungsunabhängigen Einzelbilder wurden gemittelt und danach das Quotientenbild ausgewertet.

Abb. 6.2 zeigt die DGV- und FRS-Ergebnisbilder für zeitliche Mittelung von 100 Einzelbildern bei hoher Seeding-Dichte. Auf Bildglättungen mit Filtern wurde verzichtet. Die räumliche Auflösung der Darstellung der „in-plane“-Vektoren $\vec{v}_{xy} = (v_x, v_y)$ wurde zur besseren Übersicht um einen Faktor 3 auf $\Delta x = \Delta y = 2mm$ reduziert.

Das Geschwindigkeitsfeld zeigt Schwankungen in der v_z -Komponente von zum Teil mehr als $10 \frac{m}{s}$. Eine homogene Struktur, wie sie im Freistrahlkern zu erwarten wäre, mit niedrigen v_x - und v_z -Geschwindigkeitskomponenten ist nicht zu erkennen. Gleichwohl zeigte die Bildung des räumlichen Mittelwertes über die gewählte ROI (16mmx20mm) (Tab.

¹In (4.14) wurde die Laserleistung als konstant angenommen

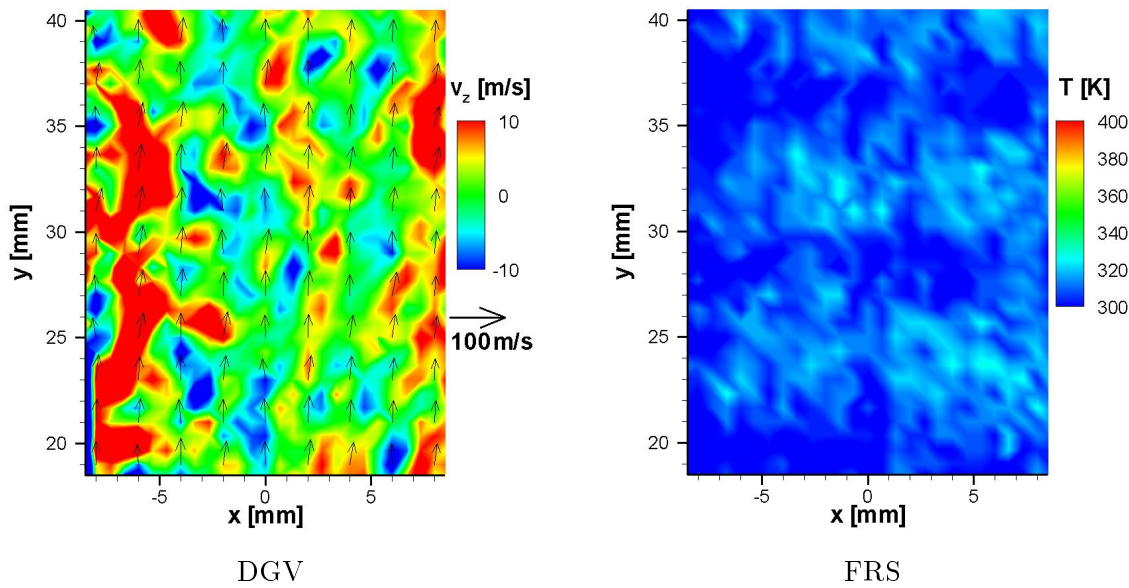


Abb. 6.2: Ausschnitte des DGV-Geschwindigkeitsfeldes und FRS-Temperaturfeldes im Freistrahlkern (hohe Seeding-Dichte, Mittelung über 100 Aufnahmen): (links) Die Komponenten v_x und v_y sind als „in-plane“-Vektoren, v_z als Konturvariable dargestellt; (rechts) Im FRS-Bild dient die Temperatur als Konturvariable.

6.2, dass die Geschwindigkeitsbeträge im Rahmen der statistischen, räumlichen Schwankungen in der Größenordnung von $v_{theo} = 41 \frac{m}{s}$ lagen.

$\bar{v}_x \pm \Delta v_x$	$\bar{v}_y \pm \Delta v_y$	$\bar{v}_z \pm \Delta v_z$	$\bar{v} \pm \Delta v$
$2,6 \frac{m}{s} \pm 3,6 \frac{m}{s}$	$42,1 \frac{m}{s} \pm 2,9 \frac{m}{s}$	$2,1 \frac{m}{s} \pm 7,2 \frac{m}{s}$	$42,9 \frac{m}{s} \pm 3,5 \frac{m}{s}$

Tab. 6.2: Räumliche Mittelwerte und Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten über den Auswertungsbereich (16mm x 20mm) der zeitlich gemittelten Aufnahmen.

Das Temperaturfeld zeigte hauptsächlich Temperaturen zwischen $300K$ und $330K$. Der Räumliche Mittelwert über die ROI betrug

$$\bar{T} = 309K \pm 7K$$

Nach Tab. 6.1 wären aber Temperaturen in der Größenordnung von $92^\circ C$ bzw. $365^\circ K$ zu erwarten, wie auch die Überprüfung durch eine Messung mit einem Thermoelement im heißen Freistrahл bestätigte. Die gemessenen Temperaturen wichen somit um ungefähr $55K$ von den erwarteten Werten ab.

Im Folgenden werden Korrekturmaßnahmen zur Verbesserung der DGV- und FRS-Auswertung zeitlich gemittelter Aufnahmen beschrieben.

6.1.1 Korrekturen bei DGV

Bei der Korrektur der DGV-Auswertung wurden verschiedene Methoden zur räumlichen Glättung der zeitlich gemittelten Aufnahmen eingesetzt:

- Glättung der Intensitäten in gemittelten Signal- und Referenzbildern
- Glättung der Intensitätsquotienten
- Glättung der Frequenzverschiebungen
- Glättung der Geschwindigkeiten

. Die räumliche Glättung in den verschiedenen Auswerteschritten geschah mit einem Gauß-Filter (Kernel: 2x2 Pixel). Als quantitatives Maß für die durch die Glättungen erzielten Verbesserungen wurden erneut die räumlichen Mittelwerte der Geschwindigkeiten über die ROI berechnet (Tab. 6.3).

Glättung	$\bar{v}_x \pm \Delta v_x$	$\bar{v}_y \pm \Delta v_y$	$\bar{v}_z \pm \Delta v_z$	$\bar{v} \pm \Delta v$
keine	$2,6 \frac{m}{s} \pm 3,6 \frac{m}{s}$	$42,1 \frac{m}{s} \pm 2,9 \frac{m}{s}$	$2,1 \frac{m}{s} \pm 7,2 \frac{m}{s}$	$42,9 \frac{m}{s} \pm 3,5 \frac{m}{s}$
Intensitäten	$2,4 \frac{m}{s} \pm 1,0 \frac{m}{s}$	$41,4 \frac{m}{s} \pm 2,2 \frac{m}{s}$	$1,4 \frac{m}{s} \pm 2,0 \frac{m}{s}$	$41,6 \frac{m}{s} \pm 2,2 \frac{m}{s}$
Intensitätsquotienten	$2,1 \frac{m}{s} \pm 3,2 \frac{m}{s}$	$41,1 \frac{m}{s} \pm 3,9 \frac{m}{s}$	$0,8 \frac{m}{s} \pm 7,3 \frac{m}{s}$	$42,0 \frac{m}{s} \pm 3,4 \frac{m}{s}$
Frequenzverschiebungen	$2,3 \frac{m}{s} \pm 2,4 \frac{m}{s}$	$41,3 \frac{m}{s} \pm 3,0 \frac{m}{s}$	$1,3 \frac{m}{s} \pm 5,5 \frac{m}{s}$	$41,9 \frac{m}{s} \pm 2,6 \frac{m}{s}$
Geschwindigkeiten	$2,6 \frac{m}{s} \pm 3,6 \frac{m}{s}$	$42,1 \frac{m}{s} \pm 2,9 \frac{m}{s}$	$2,1 \frac{m}{s} \pm 7,2 \frac{m}{s}$	$42,9 \frac{m}{s} \pm 3,5 \frac{m}{s}$

Tab. 6.3: Räumliche Mittelwerte und Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten über den Auswertungsbereich (16mm x 20mm) bei Anwendungen unterschiedlicher Glättungen auf die zeitlich gemittelten Aufnahmen.

Für die Glättung der Intensitäten in den gemittelten Bildern vor Bildung der Intensitätsquotienten ergaben sich die geringsten räumlichen Schwankungen der Geschwindigkeitsmittelwerte. Der räumliche Mittelwert $\bar{v}_y = 41,4 \frac{m}{s}$ der Hauptströmungskomponente stimmte sehr gut mit dem theoretischen Geschwindigkeitswert $v_{theo} = 41 \frac{m}{s}$ für die hohe Seeding-Dichte (vgl. Tab. 6.1) überein.

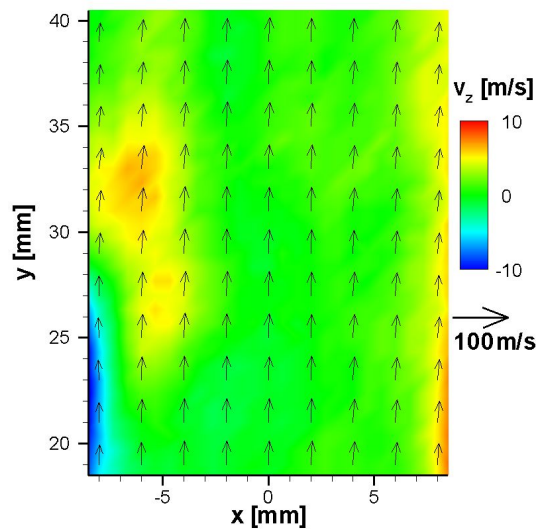


Abb. 6.3: Ausschnitt des DGV-Geschwindigkeitsfeldes im Freistrahlkern (hohe Seeding-Dichte, Mittelung über 100 Aufnahmen): Das Geschwindigkeitsfeld wurde homogener, wenn die Intensitäten der gemittelten Signal- und Referenzbilder mit einem 2x2-Gauß-Filter geglättet wurden.

In Abb. 6.3 ist zu sehen, dass das Geschwindigkeitsfeld nach Anwendung dieser Glättung deutlich homogener war als ohne Glättung (Abb. 6.2). Die Glättung der Intensitäten bewirkte, dass unvermeidbare Intensitätsmodulationen, welche durch die Struktur des Bildleiters und fehlerhafte Pixel der Kamera-Sensoren erzeugt wurden, verringert wurden. Bei nicht gänzlich perfektem Mapping war davon auszugehen, dass diese Strukturen Hauptursache verfälschter Quotienten der Daten- und Sensitivätsbilder und damit fehlerhafter Geschwindigkeiten waren. Größere Artefakte, wie im linken Bildbereich von Abb. 6.3 zu sehen, konnten nicht vermieden werden. Hier lagen zu hohe Intensitätsverfälschungen vor, die nur mit erhöhten Glättungsmaßnahmen hätten korrigiert werden können. Dies hätte allerdings zusätzlichen Verlust räumlicher Geschwindigkeitsinformationen bedeutet.

Für die weiteren DGV-Auswertungen wurde stets der hier diskutierte Filter zur Glättung der Intensitätsbilder verwendet.

6.1.2 Korrekturen bei FRS

Um die FRS-Auswertung in Abb. 6.2 korrigieren zu können, wurde in Anlehnung an die erfolgreichen Korrekturen bei DGV eine räumliche Glättung implementiert. Dazu wurde auf jedes Einzelbild ein räumlicher Median-Filter (Kernel: $5 \times 5 \text{ Pixel}$) angewandt, um auch in den FRS-Aufnahmen auftretende Strukturen des Kamerasystems zu glätten. Dies führte zu geringeren räumlichen Schwankungen des Temperaturfeldes, konnte aber die deutlichen Abweichungen zwischen Theorie- und Messwerten nicht korrigieren.



Abb. 6.4: Bild der relativen FRS-Streuintensitäten (hohe Seeding-Dichte, Mittelung über 100 Aufnahmen): Zu hohe Quotienten im Freistrahlkern und außerhalb des Freistrahls ($Q_{FRS} > 1$) sowie die streifige Intensitätsmodulation waren Indizien für die Notwendigkeit von Untergrundkorrekturen.

In Abb. 6.4 ist die räumliche Verteilung der relativen FRS-Streuintensitäten dargestellt, aus welcher das Temperaturfeld in Abb. 6.2 bestimmt wurde. Die relativen FRS-Streuintensitäten im Freistrahle im Mittel zu große Werte an, so dass in diesem Bereich zu niedrige Temperaturen bestimmt wurden. In den Bildbereichen außerhalb des Freistrahls galt $Q_{FRS} > 1$, obwohl in diesem Bereich Temperaturen für annähernd gleiche Temperaturen in Daten- und Referenzbildern die Quotienten ungefähr 1 betragen sollten. Darüber hinaus ließ sich eine streifige Modulation der relativen Streuintensitäten in y-Richtung feststellen. Diese Struktur war auch als Intensitätsmodulation sowohl in den DGV- als auch den FRS-Rohdatenaufnahmen zu erkennen. Sie entstand bei der Aufweitung des Laserstrahls durch die Zylinderlinse, war damit proportional der Laserleistung und hätte sich nach Gewichtung und Quotientenbildung herauskürzen müssen.

Diese Beobachtungen deuteten darauf hin, dass der Fehler in der FRS-Auswertung in einer unzureichenden Korrektur der Bilder auf den Streulichtuntergrund zu suchen war. Bisherige Korrekturen bezogen lediglich den Laboruntergrund ein, der sich aus dem digitalen Rauschen der EM-CCD-Kamera und gestreutem Umgebungslicht (kein Laserlicht) zusammensetzte. Zusätzlich war aber eine Korrektur des laserabhängigen Untergrunds unumgänglich. Dieser Untergrund bildete sich aus geometrischem Streulicht (Frequenz ν_0) an Laborgegenständen, dem Streulicht von quasi-ruhemdem Seeding in der Umgebung (Frequenz ν_0) sowie Streulicht von Seeding in der Strömung (Frequenz $\nu_0 + \Delta\nu_{FRS}$). Die direkte Aufnahme dieses dynamischen Untergrunds war nicht möglich, da dies nur bei eingeschaltetem Laser hätte geschehen können. Dabei wäre aber stets immer auch gleichzeitig das Rayleigh-Streulicht mitgemessen worden.

Stattdessen musste für eine nachträgliche Korrektur der Auswertung der dynamische Untergrund für jedes Daten- und Referenzbild aus dem Bildbereich in der Nähe des ausgeleuchteten Freistrahls abgeschätzt werden. Dazu wurde in jedem Einzelbild ein horizontaler ($y = \text{const}$) Streifen unmittelbar über der Oberkante des Lichtschnitts ausgewählt und der Intensitätsmittelwert I_{line} dieses Streifens bestimmt. Die gemessene FRS-Intensitäten I_{FRS} setzten sich nach folgender Gleichung aus dem gefilterten Rayleigh-Signal I_{Ray} , dem dynamischen Untergrund $I_{bg,dyn}$ und dem Laboruntergrund $I_{bg,lab}$ zusammen:

$$I_{FRS} = (I_{Ray} + I_{bg,dyn}) \cdot \frac{P_{puls}}{P_{norm}} + I_{bg,lab} \quad (6.1)$$

P_{puls} gab die Laserleistung des Einzelpulses an, P_{norm} den Normierungswert der Laserleistung. Der dynamische Untergrund wurde durch

$$I_{bg,dyn} = \gamma \cdot I_{line} \quad (6.2)$$

über ein Vielfaches des Streifen-Mittelwerts abgeschätzt. Für die tatsächliche, gefilterte Rayleigh-Intensität ergab sich damit:

$$I_{Ray} = (I_{FRS} - I_{bg,lab}) \cdot \frac{P_{norm}}{P_0} - \gamma \cdot I_{line} \quad (6.3)$$

Da im Bereich oberhalb des Lichtschnitts weniger Untergrund zu erwarten war als unmittelbar in der Messzone des Freistrahls, wurde der Korrekturfaktor γ so angepasst, dass der die geschätzten Intensitäten des dynamischen Hintergrunds groß genug wurden um im Freistrahls Temperaturen im Bereich der erwarteten $365K$ zu erreichen. Als zusätzliches Kriterium wurde beachtet, dass die relativen Streuintensitäten in den Bereichen neben dem Freistrahls ungefähr 1 wurden, also Raumtemperatur entsprachen. Für die Aufnahmen bei hohem Seeding wurde ein Korrekturfaktor von $\gamma = 2,6$ verwendet. Das horizontale Streifenmuster, das durch die Zylinderlinse erzeugt wurde, konnte mit dieser Korrektur nicht beseitigt werden (Abb. 6.5). Streifen hoher Intensitäten im Datenbild resultierten in Streifen niedriger Temperaturen. Die vertikale Verschmierungen entstanden beim Mapping.

Der räumliche Temperaturmittelwert von

$$\bar{T} = 338K \pm 13K$$

spiegelte wider, dass in diesem Fall die erfolgte Untergrund-Korrektur nicht ausreichend war, um ein korrektes Temperaturfeld ($T_{theo} = 365K$) zu erlangen. Die Aussagekraft dieser räumlichen Temperaturmittelwerte und insbesondere der Standardabweichungen war mit Vorsicht zu beurteilen, da grundsätzlich die Untergrund-Korrektur nicht als erfolgreich bezeichnet werden konnte, solange das Streifenmuster nicht wegkorrigiert werden konnte. An dieser Stelle besteht zwingender Handlungsbedarf für zukünftige Messungen.

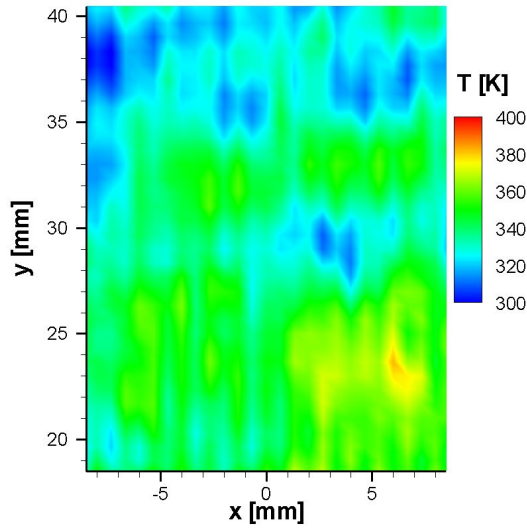


Abb. 6.5: Ausschnitt des FRS-Temperaturfeldes (hohe Seeding-Dichte, Mittelung über 100 Aufnahmen): Alle Einzelbilder wurden geglättet und vor der Mittelung durch einen abgeschätzten dynamischen Untergrund korrigiert.

6.1.3 Variation der Seeding-Dichte

Die Auswertung gemittelter Simultanaufnahmen wurde für drei unterschiedliche Einstellungen der Seeding-Dichte verglichen. Es wurden die Korrekturen aus den Abschnitten 6.1.1 und 6.1.2 angewandt². Die Geschwindigkeits- und Temperaturfelder für mittlere und geringe Seeding-Dichte sind in Abb. 6.6 und 6.7 dargestellt. Für hohe Seeding-Dichte waren die Ergebnisse bereits in Abb. 6.3 und 6.5 zu sehen. Bei wenig Seeding wies das Geschwindigkeitsfeld vermehrte Artefakte auf. Hier konnten auftretende Strukturen nicht wie bei hohem oder mittlerem Seeding hinreichend geglättet werden. Bei allen Seeding-Variationen zeigten sich die Geschwindigkeitsfelder jedoch im zentralen Freistrahlkern ($-3\text{mm} < x < 3\text{mm}$) homogen und frei von Artefakten.

Die Streifenstruktur des Temperaturfeldes war auch in den Auswertungen für mittleres und wenig Seeding vorhanden. Die Betrachtung der räumlichen Mittelwerte (Tab. 6.4) zeigte, dass für mittleres Seeding die Korrektur des dynamischen Untergrunds Temperaturen im Bereich des theoretisch erwarteten Wertes von $T_{theo} = 365\text{K}$ lieferte.

Für hohes Seeding zeigte der Mittelwert der Hauptströmungskomponente mit $\bar{v}_y = 41,4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ die geringste Abweichung vom theoretischen Wert (Tab. 6.1). Bei mittlerer Seeding-Dichte lieferte die FRS-Untergrundskorrektur Temperaturergebnisse, die die Theorie-werte am genauesten wiedergaben. Die weiteren Auswertungen der zeitlich gemittelten Aufnahmen wie auch der Bilder von einzelnen Laserpulsen wurden für mittleres Seeding durchgeführt. Dieser Datensatz bot den besten Kompromiss für sinnvolle DGV- und FRS-Betrachtungen.

²FRS-Korrekturfaktoren: $\gamma = 2,6$ für mittleres Seeding, $\gamma = 2,4$ für wenig Seeding

Seeding-Dichte	$\bar{v}_x \pm \Delta v_x$	$\bar{v}_y \pm \Delta v_y$	$\bar{v}_z \pm \Delta v_z$	$\bar{v} \pm \Delta v$	$T \pm \Delta T$
hoch	$2,4 \frac{m}{s} \pm 1,0 \frac{m}{s}$	$41,4 \frac{m}{s} \pm 2,2 \frac{m}{s}$	$1,4 \frac{m}{s} \pm 2,0 \frac{m}{s}$	$41,6 \frac{m}{s} \pm 2,2 \frac{m}{s}$	$338K \pm 13K$
mittel	$1,2 \frac{m}{s} \pm 1,0 \frac{m}{s}$	$42,9 \frac{m}{s} \pm 2,2 \frac{m}{s}$	$-0,1 \frac{m}{s} \pm 2,1 \frac{m}{s}$	$43,0 \frac{m}{s} \pm 2,1 \frac{m}{s}$	$362K \pm 14K$
gering	$2,7 \frac{m}{s} \pm 1,0 \frac{m}{s}$	$43,5 \frac{m}{s} \pm 2,0 \frac{m}{s}$	$3,2 \frac{m}{s} \pm 2,2 \frac{m}{s}$	$43,8 \frac{m}{s} \pm 2,0 \frac{m}{s}$	$354K \pm 11K$

Tab. 6.4: Räumliche Mittelwerte und Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten und Temperaturen über den Auswertungsbereich (16mm x 20mm) bei Variation der Seeding-Dichte

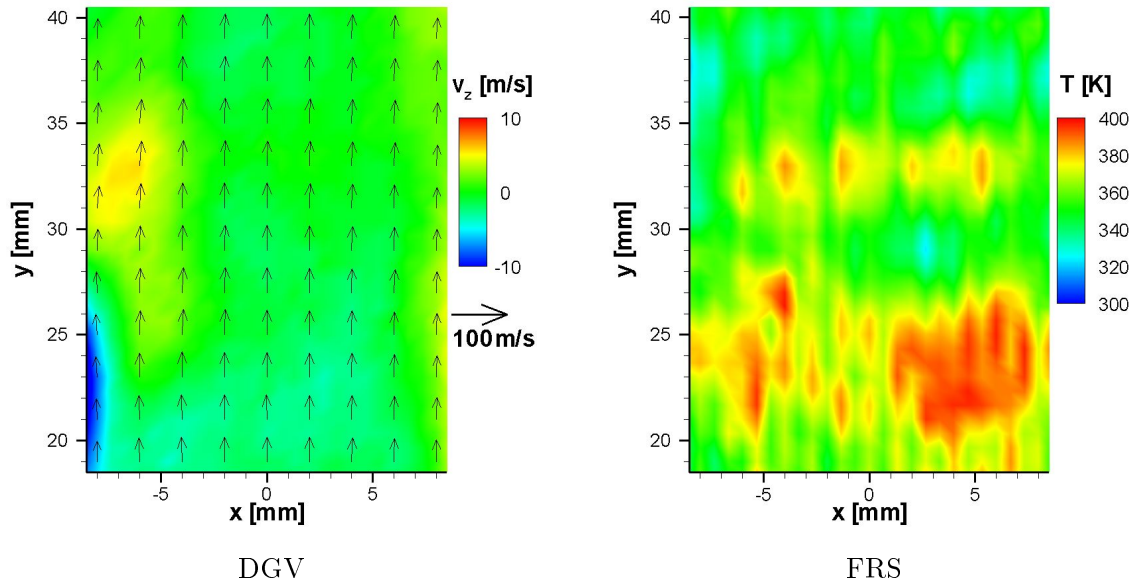


Abb. 6.6: Ausschnitte des DGV-Geschwindigkeitsfeldes und FRS-Temperaturfeldes im Freistrahlkern (mittlere Seeding-Dichte, Mittelung über 100 Aufnahmen).

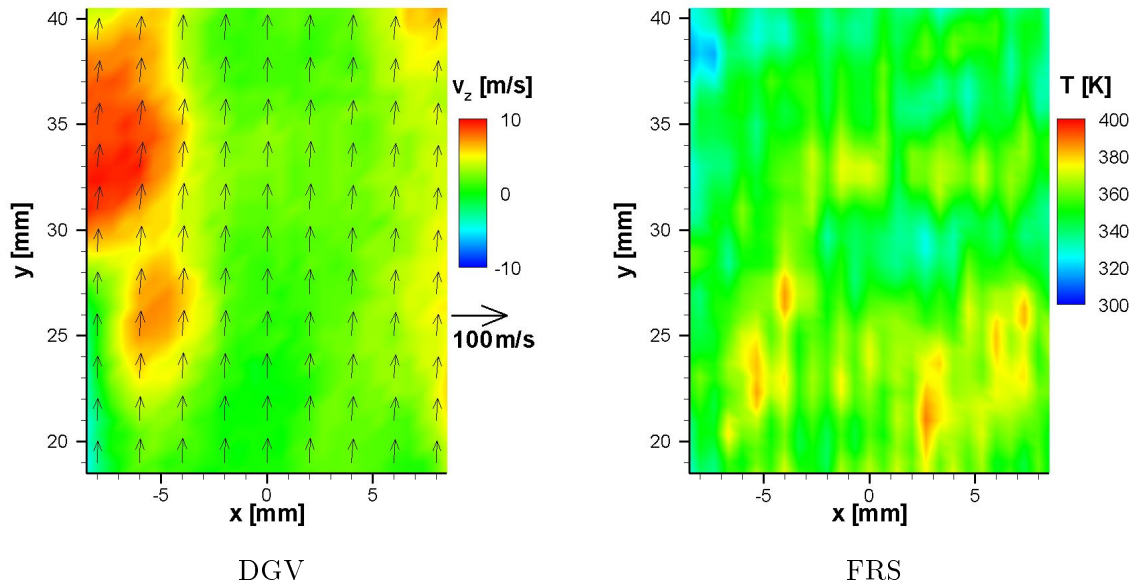


Abb. 6.7: Ausschnitte des DGV-Geschwindigkeitsfeldes und FRS-Temperaturfeldes im Freistrahlkern (geringe Seeding-Dichte, Mittelung über 100 Aufnahmen).

6.1.4 Linienprofile

Abb. 6.8 zeigt die horizontalen Linienprofile bei $y = 31\text{mm}$ für die einzelnen Komponenten der Geschwindigkeit sowie für die Temperatur. Der Potentialkern des theoretischen Freistrahls (Düsensdurchmesser: 20mm) sollte bei $y = 31\text{mm}$ eine ungefähre Breite von 14mm aufweisen. Für die Hauptströmungskomponente v_y konnte der Kernbereich in der gemittelten Aufnahme bei mittlerem Seeding durch die DGV-Messung gut bestätigt werden. Die beiden anderen Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_z wiesen eine Verteilung bei geringen Werten ($|v_x|, |v_z| < 3\frac{\text{m}}{\text{s}}$) im Kernbereich auf. Im horizontalen v_z -Profil waren für $-8\text{mm} < x < -4\text{mm}$ erhöhte Werte zu beobachten. Dies war aber nach dem Auftreten der Strukturen in 6.6 auch zu erwarten. Im Temperaturprofil sanken die Werte für $|x| = 10\text{mm}$ ebenfalls erkennbar. Es war eine Asymmetrie des Temperatur-Plateaus zu positiven x -Werten vorhanden.

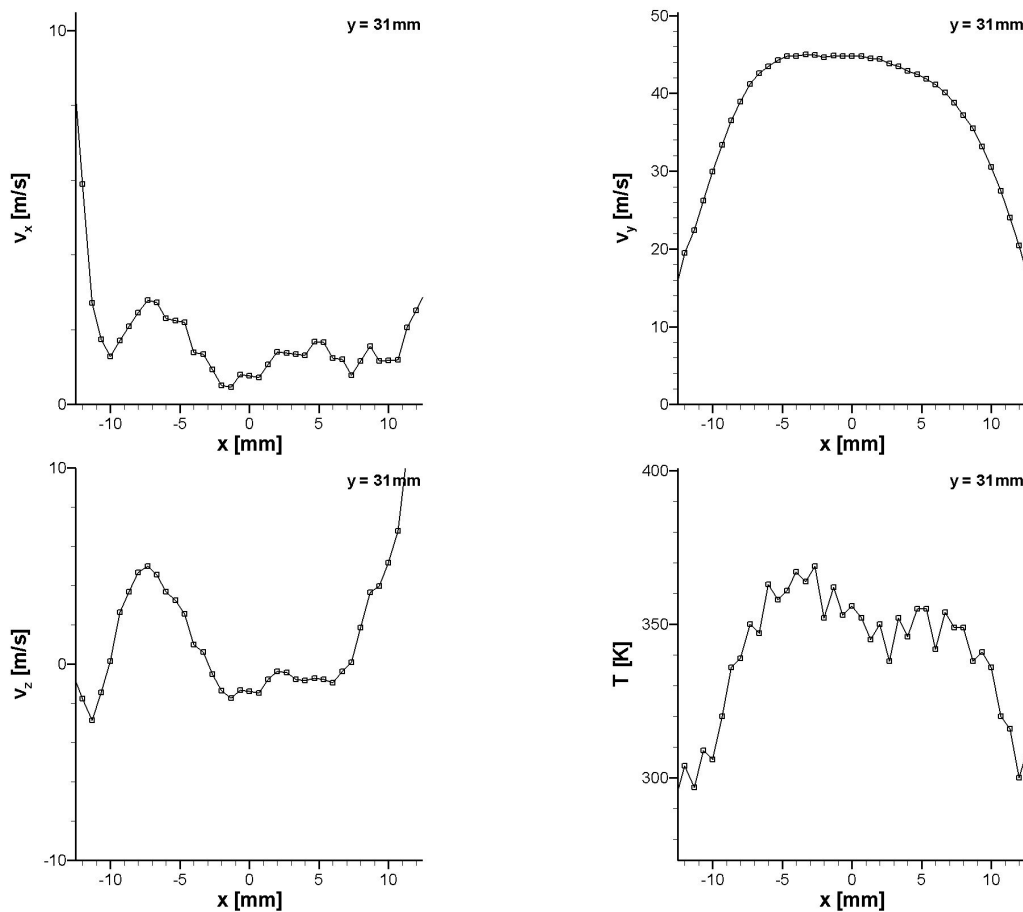


Abb. 6.8: Horizontale Linienprofile ($y = 31\text{mm}$) des DGV-Geschwindigkeitsfeldes und des FRS-Temperaturfeldes (mittlere Seeding-Dichte, Mittelung über 100 Aufnahmen).

6.2 Auswertung der Einzelbilder

Es wurde eine Einzelbild-Sequenz (100 Bilder) für mittleres Seeding ausgewertet. Die Rohdatenbilder wurden mit den Verfahren gemäß Abschnitt 6.1.1 und 6.1.2 korrigiert, bevor DGV- und FRS-Auswertung durchgeführt wurden. Die Geschwindigkeits- und Temperaturfelder der Einzelbilder (Abb. 6.9) zeichneten sich durch räumliche Schwankungen der Messgrößen aus, welche auch im Kernbereich des Freistrahls größer als die Schwankungswerte für gemittelten Aufnahmen waren. Dennoch gab das Linienprofil für v_y die Struktur des Freistrahlkerns wieder (Abb. 6.9). Die räumlichen Mittelwerte der Geschwindigkeitskomponenten über die ROI wurden für jedes ausgewertete Einzelbild erstellt. Die Resultate sind in Tab. 6.5 angegeben. Die mittlere räumliche Schwankung ist für die „out-of-plane“-Komponente v_z am höchsten, was auch schon im exemplarischen Einzelbild (Abb. 6.9) ersichtlich wurde.

$\bar{v}_x \pm \Delta v_x$	$\bar{v}_y \pm \Delta v_y$	$\bar{v}_z \pm \Delta v_z$	$\bar{v} \pm \Delta v$
$2,3 \frac{m}{s} \pm 2,8 \frac{m}{s}$	$40,8 \frac{m}{s} \pm 3,4 \frac{m}{s}$	$1,9 \frac{m}{s} \pm 6,4 \frac{m}{s}$	$41,5 \frac{m}{s} \pm 3,3 \frac{m}{s}$

Tab. 6.5: Räumliche Mittelwerte und Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten über den Auswertungsbereich (16mm x 20mm), gemittelt über die einzelnen räumlichen Mittelwerte der Einzelbilder.

Die zeitliche Statistik der Einzelbilder zeigen die Diagramme in Abb. 6.10. Es wurde pixelweise der zeitliche Mittelwert (d.h. Mittelung der Einzelbildauswertung) der Einzelbild-Geschwindigkeiten und Temperaturen errechnet. Zusätzlich wurde auch als Maß für die Schwankung von Bild zu Bild die Standardabweichung bei Mittelung der v_y -Werte ($\sigma(v_y)$) bestimmt. Die Diagramme für $\sigma(v_y)$ bestätigten die Beobachtungen bei der Auswertung gemittelter Aufnahmen (Abschnitt 6.1.4), dass die DGV-Auswertung im Randbereich des Freistrahls bei negativen x -Werten vermehrt Fehlstrukturen aufwies. Die Mittelwerte über die einzelnen DGV- und FRS-Bilder (Abb. 6.10) deckten sich im Rahmen der statistischen Schwankungen mit den Werten der DGV- und FRS-Auswertungen gemittelter Bilder (Abb. 6.6, 6.8).

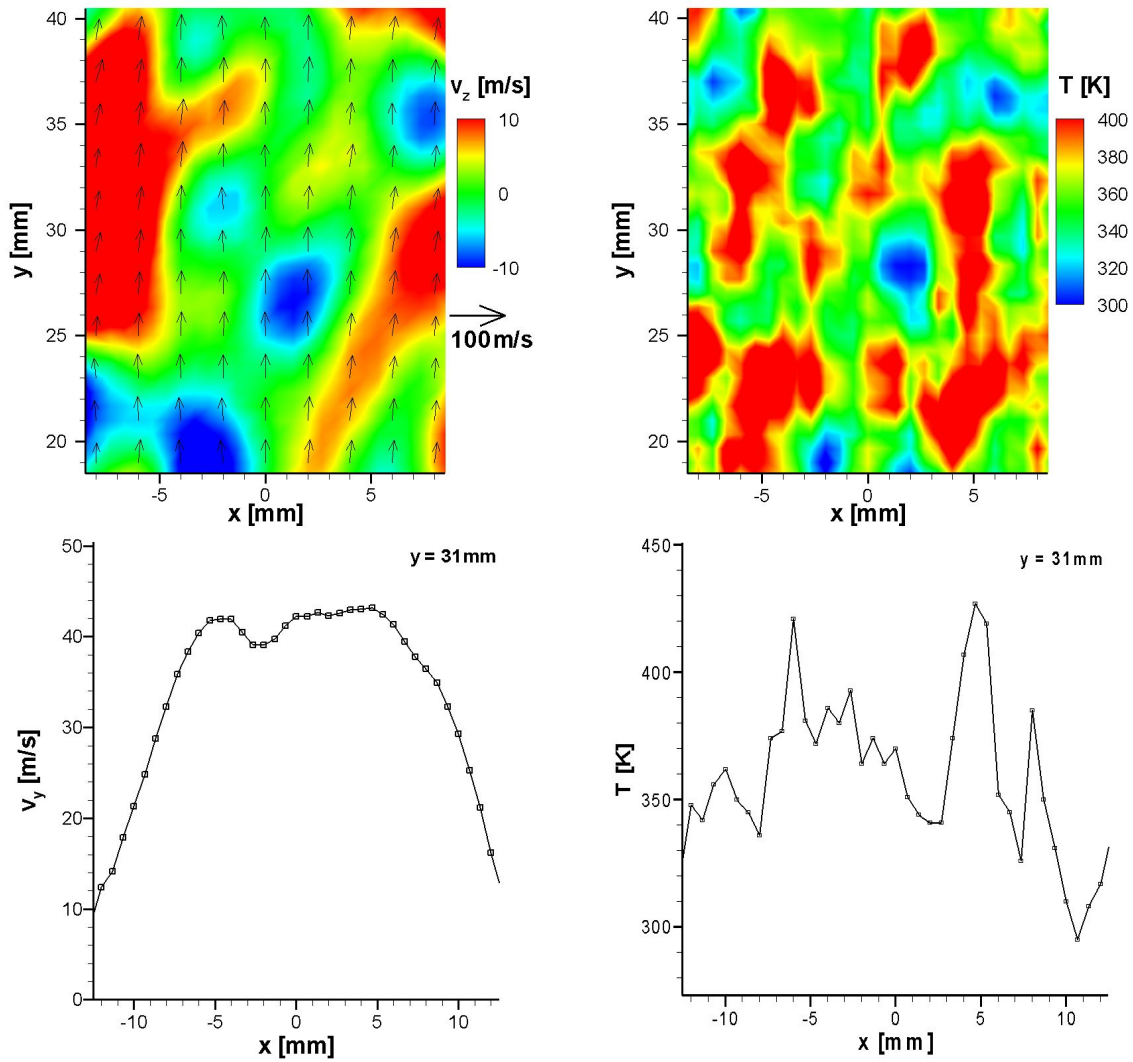
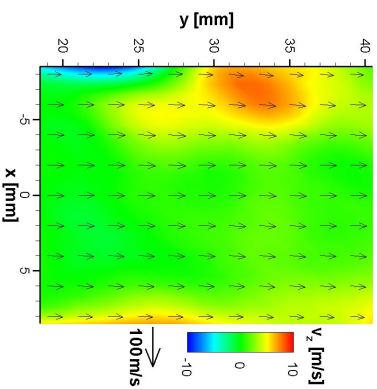
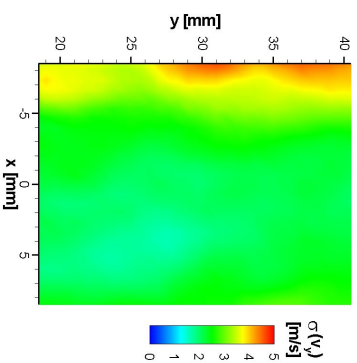


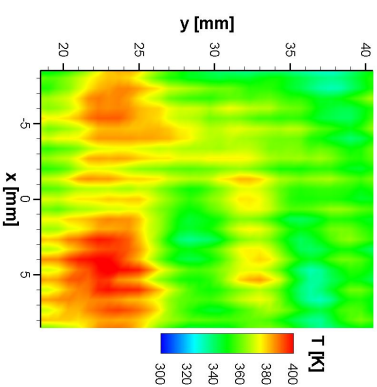
Abb. 6.9: Ausschnitte des DGV-Geschwindigkeitsfeldes und FRS-Temperaturfeldes im Freistrahlkern (mittlere Seeding-Dichte, Einzelbild: $10\mu\text{s}$ Belichtungszeit, $1\mu\text{s}$ Pulsdauer) sowie die zugehörigen horizontalen Profile der Hauptströmungskomponente und der Temperatur bei $y = 31 \text{ mm}$.



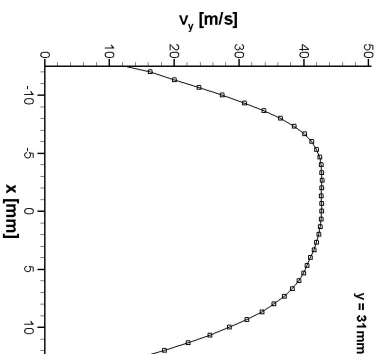
Geschwindigkeit-Mittelwert der DGV-Einzelbilder



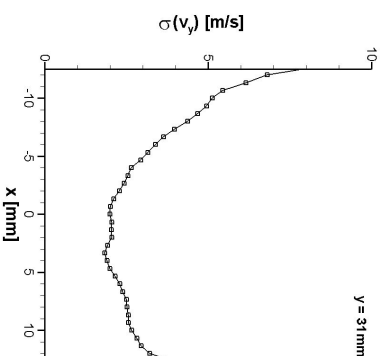
v_x -Schwankung der DGV-Einzelbilder



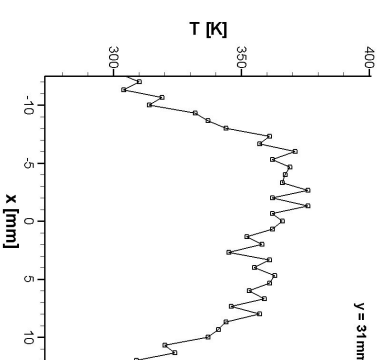
Temperatur-Mittelwert der FRS-Einzelbilder



Profil des v_y -Mittelwert



Profil der v_y -Schwankung



Profil des Temperatur-Mittelwerts

Abb. 6.10: Ausschnitte des gemittelten DGV-Geschwindigkeitsfeldes (Geschwindigkeitsmittelwerte und zeitliche Schwankung in v_y) und gemittelten FRS-Temperaturfeldes im Freistrahlkern (mittlere Seeding-Dichte, 100 Einzelbilder) sowie die zugehörigen horizontalen Profile der Hauptströmungskomponente und der Temperatur bei $y = 31\text{ mm}$.

6.3 Diskussion der Ergebnisse

6.3.1 Beurteilung der DGV-Ergebnisse

Mit den DGV-Messungen bei Mittelung der Rohdatenbilder konnte die theoretische Freistrahlggeschwindigkeit ($\approx 41 \frac{m}{s}$) im Rahmen der statistischen Fehlergenauigkeit sehr gut durch die Messergebnisse für die Hauptströmungskomponente v_y reproduziert werden. Großen Einfluss auf die Größe der statistischen Fehler hatte hierbei die Glättung (Gauß-Filter über $2 \times 2 \text{ Pixel}$) der Intensitätswerte in den Rohdatenbildern. Durch diesen digitalen Filter wurden insbesondere die statistischen Fehler $\Delta v_x, \Delta v_y$ bei Bildung räumlicher Mittelwerte über den Freistrahlkern deutlich verringert (Tab. 6.3). Der Filter sorgte für eine Glättung bestehender, räumlicher Intensitätsmodulationen. Diese Modulationen entstanden einerseits in der Kamera-Optik (streifige Pixel-Struktur des Bildleiters, Fehlstellen der CCD-Sensoren), andererseits aber auch in Form des Intensitätsstreifenmuster bei der Lichtschnitterzeugung durch die Zylinderlinse. Für $x < 0$ waren in den Geschwindigkeitsfeldern des Freistrahls selbst bei Auswertung geglätteter Datenbilder noch räumliche Strukturen zu erkennen. Dass es sich dabei um tatsächliche, turbulente Zonen in der Freistrahlsströmung handelte, konnte zwar nicht endgültig ausgeschlossen werden, war aber nicht anzunehmen, da sämtliche bisherigen Messungen an der eingesetzten Freistrahldüse nicht auf ein solches Verhalten schließen ließen.

Es wurde daher davon ausgegangen, dass die beobachteten Strukturen Artefakte darstellten, die durch systematische Messungenauigkeiten zustande kamen. Da die Artefakte auch bei unterschiedlichen Seeding-Dichten in allen Datensätzen auftraten, lag nahe, dass ihr Ursprung womöglich in den Sensitivitätsbildern (geringes Seeding, Überbelichtungen einzelner Pixel) zu suchen war. Diese Vermutung konnte allerdings nicht bestätigt werden. Auch Kamera- oder Bildleiter-Fehlstellen konnten als Ursache ausgeschlossen werden. Eine Wiederholung der Messungen und Überprüfung der Reproduzierbarkeit dieser Strukturen war aus Zeitgründen und wegen technischer Schwierigkeiten mit dem Lasersystem nicht möglich.

Im Mittel waren die Signalstärken sowohl in den Referenz- als auch den Signaltbildern ausreichend ($> 500 \text{ Counts}$ für wenig Seeding), um im zentralen Bereich des Freistrahlkerns ein korrektes Geschwindigkeitsfeld zu bestimmen. Der Dynamikbereich der Kameras (4096 Counts) konnte trotz Binning ($4 \times 4 \text{ Pixel}$) nicht voll genutzt werden. Stattdessen sanken die Signalstärken in Teilbereichen einiger Datenbilder unter 200 Counts . Bei einem Kamerauntergrund von ungefähr 50 Counts wurde so das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich reduziert. Dass lokal diese Signaleinbrüche detektiert wurden, hatte verschiedene Gründe:

- **Schwankungen der Laserleistung**

Die Laserleistung zeigte in einzelnen Pulsen Ausreißer von bis zu 20% des zeitlichen Mittelwertes.

- **Schwankungen der Seeding-Dichte**

Wurde der Seeding-Generator mit Impaktor betrieben, so war bei heißer Strömung die Seeding-Dichte zu gering für DGV. Auch ohne Impaktor verdampfte viele, kleinere Streupartikel. Die Durchmischung des Seeding mit der heißen Luft wurde dadurch ungleichmäßiger. Waren viele größere Partikel in der Strömung, so konnte es vor allem bei geringer Seeding-Dichte Bereiche geben, in denen große Partikel hohe Signalintensitäten erzeugten, während in anderen Bereichen kaum Partikel vorhanden waren und das Signal einbrach. Dies war in einigen Einzelbildern zu beobachten.

- **Polarisationsabhängigkeit der Streuintensität**

In den Aufnahmen aus der dritten DGV-Beobachtungsrichtung ($\alpha_3 = 270^\circ$) war dies besonders häufig der Fall, da der Laser für diese Richtung ungünstig polarisiert war (siehe auch Abschnitt 5.2.5). Diese Position besaß außerdem die höchste Empfindlichkeit für die v_z -Komponente, so dass insbesondere die erhöhten, räumlichen Schwankungen (Tab. 6.5) in v_z durch diese niedrigen Signalstärken erklärt werden konnten.

- **Teilungsverhältnis der Strahlengänge**

Das DGV-Kamera-System, speziell das Teilungsverhältnis zwischen Referenz- und Signalstrahlengang (35:65) wurde für eine Starttransmission von $T_0 \approx 50\%$ ausgelegt. Für die Simultanmessungen galt $T_0 \approx 17\%$. Die Intensitäten im Signaldatenbild waren daher ungefähr halb so groß wie die entsprechenden Intensitäten im Referenzdatenbild. Um die Niveaus beider Datenbilder anzugleichen müsste ein anderer Strahlteiler mit einem Teilungsverhältnis von ungefähr 20:80 eingesetzt werden.

Trotz dieser Schwierigkeiten in den Einzelbildern waren die Ergebnisse für die Mittel- und Schwankungswerte der DGV-Einzelbild-Auswertungen zufriedenstellend. Vor allem die Linienprofile für $\overline{v_y}$ und $\sigma(v_y)$ (Abb. 6.9) stimmten den erwarteten Profilen für einen Freistrahls mit $v_{theo} = 41 \frac{m}{s}$ gut überein. DGV-Messungen mit zeitlicher Auflösung von $1\mu s$ dar.

Die Kombination mit FRS wirkte sich nachteilig für die Empfindlichkeit des DGV-Systems aus. Für Beobachtungsrichtungen mit $\beta = 45^\circ$ lag die Empfindlichkeit in v_y aller drei Beobachtungsrichtungen ungefähr bei $\frac{1,4MHz}{\frac{m}{s}}$. Die mittlere Starttransmission der Messungen lag bei $\overline{T}_0 = 17,2\%$. In diesem Bereich der Jod-Flanke betrug die mittlere Steigung $\frac{1,3\%}{10MHz}$. Die maximale Steigung der genutzten Absorptionsflanke war $\frac{2,4\%}{10MHz}$. Die Simultan-DGV-Messungen waren demnach alleine durch den Zwang der geringeren Starttransmission beinahe um einen Faktor 2 unempfindlicher als bei Stabilisierung auf der Flankenmitte. Für die Geschwindigkeiten ergab sich eine Empfindlichkeit in v_y von $\frac{1,8\%}{10\frac{m}{s}}$. Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung wurde durch folgende Faktoren beeinflusst:

- **Ermittlung der Starttransmission**

Die Starttransmissionswerte wurden für alle Einzelbilder durch Mittelung über $86 \times 65 \text{ Pixel}$ aus der jeweiligen Aufnahme der Ulbricht-Kugel bestimmt (vgl. Abschnitt 5.2.3). Im Mittel lag der absolute, statistische Fehler dieser räumlichen Mittelung bei $\overline{\Delta T}_0 = 2\%$. Daraus ergab sich eine Unsicherheit von $11 \frac{m}{s}$ für v_y .

- **Bestimmung der Beobachtungsposition**

Die Beobachtungspositionen wurden möglichst exakt auf die in Abschnitt 5.2.5 angegebenen Werte ausgerichtet. Für die Empfindlichkeit in v_y waren ausschließlich die Fehler auf die Inklination $\beta = 45^\circ$ maßgeblich: $\frac{\Delta v_y}{\Delta \beta} = \frac{0,7 \frac{m}{s}}{1^\circ}$ für $v_y = 41 \frac{m}{s}$.

6.3.2 Beurteilung der FRS-Ergebnisse

Die simultanen FRS-Aufnahmen zeigten eklatante Schwierigkeiten bei der Unterdrückung von Untergrundstrahlung. Der in Abschnitt 6.1.2 beschriebene Korrekturansatz führte nur bedingt zum Erfolg. Bei mittlerer Seeding-Dichte konnte die FRS-Auswertung des gemittelten Bildes wie auch von Einzelbildern so korrigiert werden, dass der räumliche Temperatur-Mittelwert jeweils innerhalb seiner statistischen Schwankung mit $T_{theo} = 365K$ übereinstimmte. Für die anderen Variationen der Seeding-Dichte gelang dies nicht (Tab. 6.4).

Die genauen Werte der räumlichen Temperatur-Mittelwerte waren stark von der Wahl der ROI abhängig. Verschiebung oder Vergrößerung der ROI konnten zum Teil erhebliche Veränderungen im räumlichen Mittel der Temperatur nach sich ziehen. Der hauptsächliche Grund dafür war, dass die Ergebnisbilder periodische, räumliche Strukturen in Form eines horizontalen Streifenmusters zeigten. Dieses Streifenmuster entstand aus der räumlichen Modulation der Einzelpulsleistung, welche die Zylinderlinse dem Lichtschnitt aufprägte. Nach vollständiger Eliminierung aller Untergrundeffekte hätte diese Struktur sich in den Temperaturbildern verschwinden müssen, da sie sowohl in FRS-Datenbildern als auch den FRS-Referenzbildern vorhanden war.

Dass dennoch eine Temperaturmodulation beobachtet wurde, deutete auf verschiedene, mögliche Ursachen. Eine Ursache hätte fehlerhaftes Mapping sein können. Alle Bilder (Daten und Referenz) wurden mit identischer Kalibrierung entzerrt. Daher sollten beim Mapping Daten- und Referenzbilder grundsätzlich nicht gegeneinander verschoben werden können. Wurde zwischen Aufnahme der Referenzbilder und der Datenbilder die Position des FRS-Objektivs aber verändert, so wäre die Kalibrierung nicht mehr für beide Sequenzen korrekt. Da als erstes die Referenzsequenz aufgezeichnet wurde, würde diese falsch entzerrt werden und die Streifenmuster in beiden Sequenzen könnten räumlich gegeneinander verschoben und bei Bildung der relativen FRS-Streuintensitäten erhalten bleiben. Während der Messungen konnte grundsätzlich aber eine mögliche Veränderung der FRS-Blickrichtung ausgeschlossen werden.

Viel wahrscheinlicher war es, dass die Untergrund-Korrektur auf Grundlage von (6.3)

nicht ausreichend war. Als Maß für den Hintergrund wurde der Intensitätsmittelwert einer horizontale Pixel-Reihe direkt über der oberen Lichtschnittkante gewählt und als konstanter Korrekturwert für den dynamischen Untergrund in jedem Pixel abgezogen. Dass der Korrekturwert mit einem Faktor $\gamma > 1$ erhöht werden musste, um sinnvolle Temperatur-Ergebnisse zu erzielen, deutete darauf hin, dass der Untergrund durch den gewählten Intensitätsmittelwert nicht ausreichend abgeschätzt wurde. Insbesondere war die Korrektur der Bildintensitäten um einen räumlich konstanten, dynamischen Untergrund unzureichend. Es existieren Methoden zur Erfassung räumlicher Gradienten von Untergrundintensitäten [Her05], welche in zukünftigen Messreihen erprobt werden sollen. Für weitere nachträgliche Korrekturen der hier beschriebenen Messung wäre anzudenken, für jedes Einzelbild einen γ -Faktor zu bestimmen. Bislang wurde für eine Messesequenz (100 Bilder) aus dem gemittelten Bild ein gemeinsamer Korrekturfaktor, mit dem alle Korrekturintensitätswerte I_{line} der Einzelbilder multipliziert wurden. Dies könnte die FRS-Einzelbild-Auswertung verbessern.

Um die Notwendigkeit von Korrekturen und damit verbundene Messungenauigkeiten zu mindern, wurden verschiedene, mögliche Ursachen des dynamischen Untergrunds ausgemacht. Diese sollen diskutiert werden:

- **Seeding in der Strömung**

Die Untersuchungen in Abschnitt 5.2.5 zeigten, dass eine größere Seeding-Dichte in der Strömung die relativen Streuintensitäten erhöhte. Die Dopplerverschiebungen für die gewählte FRS-Beobachtungsposition waren nicht groß genug, um dieses Mie-Streulicht spektral weit genug ins Linienminimum zu verschieben und so zu unterdrücken. Die Dopplerverschiebungen können durch Verringerung des Beobachtungswinkels $\beta_{FRS} = -50^\circ$ vergrößert werden, wodurch aber die Fehleranfälligkeit der Messungen für Mapping immer größer würde und außerdem ein größerer Teil des Lichtschnitts durch die Düse verdeckt würde. Weiterhin kann der Stabilisierungswert der Laserfrequenz weiter zum Zentrum des Linienminimums verschoben werden oder die Seeding-Dichte reduziert werden. Beide Maßnahmen gehen aber zu Lasten der Messgenauigkeit von DGV. Außerdem käme die Verwendung einer FRS-Jod-Zelle mit höherer Sättigungstemperatur ($> 80^\circ C$) und folglich stärkerem Absorptionsverhalten in Betracht. Eine solche Zelle würde aber nicht nur das Mie-Streulicht auch das Rayleigh-Streulicht stärker filtern und dadurch das Messsignal reduzieren.

- **Seeding in der restlichen Messumgebung**

Während der Messungen sammelte sich in der Luft der Messumgebung Seeding an, welches aus der Freistrahldüse ausgetreten war. Dies konnte auch durch den Einsatz einer Absaugung nicht verhindert werden. Diese Partikel streuen Reflexe des Laserlichts diffus. Die FRS-Kamera zeichnete folglich auch Mie-Streulicht dieses Seeding im Bereich vor und hinter der Düse auf. Da die Streupartikel sich im Vergleich zur Freistrahlgeschwindigkeit wenig bewegten, wurde auch das an ihnen

gestreute Licht nicht Dopplerverschoben, so dass es weniger von der FRS-Jod-Zelle gefiltert wurde als das Streulicht des Seeding in der Strömung. Auch hier kämen die Änderung der Startfrequenz des Lasers und eine Zelle mit höherer Sättigungstemperatur als Lösungsansatz in Frage.

- **Lichtreflexe in der Messumgebung**

Geometrische Reflexe von Laserlicht ließen sich nicht vermeiden. Insbesondere wurde an der Oberkante der Düse Licht diffus gestreut, wodurch es zu erhöhter Verfälschung des FRS-Signals in Düsennähe kam, da dieses Streulicht, ähnlich wie das Streulicht des Seeding in der Messumgebung nicht frequenzverschoben und somit schwächer gefiltert wurde.

- **Streulicht im FRS-Kamera-System**

Das FRS-Kamera-System wurde durch ein Tuch und einen Kasten vor Umgebungsstreulicht abgeschirmt. Es blieb aber ein Problem bestehen: Mit andauerndem Betrieb wurden die Ein- und Austrittsfenster der FRS-Jod-Zelle verunreinigt. Durch die hohen Temperaturen in der Jod-Zelle traten Dämpfe aus der Teflon-Ummantelung der Zelle aus. Diese Dämpfe kondensierten und bildeten einen Beschlag auf den Fenstern der Jod-Zelle (Abb. 6.11). Dadurch kam es zu einer diffusen Streuung sämtlichen Signallichts vor Erreichen des Kamerasensors. Um den Ein-



Abb. 6.11: Beschlagen der Jod-Zellen-Fenster: Bei hohen Betriebstemperaturen lösten sich Dämpfe aus dem Teflon-Gehäuse und kondensierten auf den Fenstern.

fluss dieses Beschlags auf die Messungen beurteilen zu können, wurden mit dem FRS-Kamerasystem gemittelte Aufnahmen des Lichtschnitts eines frequenzstabilen Argon-Ionen-Lasers erstellt. Im Lichtschnitt wurde mit einem Gitter ein periodisches Streifenmuster erzeugt. Der Laser wurde auf einen Frequenzbereich mit niedriger Absorption der Jod-Zelle stabilisiert. Im Anschluss wurden die Aufnahmen mit einer anderen Jod-Zelle (61°C -Sättigungstemperatur) bei gleichen Einstellungen des Lasers (Frequenz, Leistung) wiederholt. Abb. 6.12 zeigt deutlich, dass für die beschlagene Jod-Zelle in den dunklen Bereichen des Lichtschnitts ein Untergrund von ungefähr 5000Counts gemessen wurde. Dieser Untergrund war bei

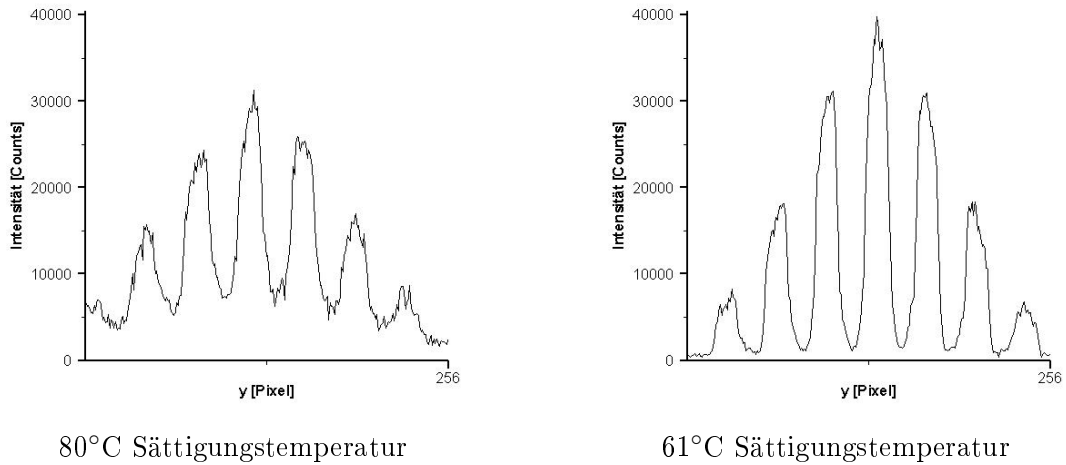


Abb. 6.12: Vertikale Linienprofile der Intensität im gemittelten FRS-Datenbild. Die Profile zeigen das Streifenmuster im Lichtschnitt eines Argon-Ionen-Lasers bei Einsatz der beschlagenen 80°C-Jod-Zelle und einer sauberen 61°C-Jod-Zelle. Die beschlagene Zelle weist trotz geringerer Peak-Intensitäten einen höheren Untergrund durch diffuse Lichtstreuung auf.

der 61°C-Zelle sichtlich geringer, obwohl die Peak-Intensitäten wegen der geringeren Absorption der Zelle sogar höher waren. Diese Verschmierung der Intensität durch den Beschlag der Jod-Zellen-Fenster erzeugte einen erheblichen Teil des dynamischen FRS-Messuntergrunds. Zur Vermeidung beschlagener Fenster sollte ein anderes isolierendes Material als Zellen-Mantel verwendet werden und die Fenster regelmäßig überprüft und gereinigt werden.

Die Behebung und Vermeidung dieser Fehlerquellen ist für zukünftige Messungen unerlässlich. Die vorgenommenen Untergrundkorrekturen waren nur im Ansatz erfolgreich und müssen erweitert werden. Die Genauigkeit der präsentierten FRS-Ergebnisse war daher schwierig zu beurteilen. Auf eine Diskussion räumlicher und zeitlicher Schwankungen wurde daher verzichtet. Insbesondere die FRS-Einzelbild-Auswertung zeigte noch erhebliche Schwierigkeiten mit niedrigem Rayleigh-Signal bei Messung an $1\mu s$ -Laserpuls. Über diese beschriebenen experimentellen Fehleranfälligkeiten hinaus ist aber auch die theoretische Seite des Verfahrens nicht zu vernachlässigen. Durch Einsatz des Wellenlängenmessgerätes war erstmals die Vermessung der Jod-Linien (Abschnitt 5.2.2) möglich. Die Messung der FRS-Jodzelle war fehlerbehaftet und sollte wiederholt werden. Dennoch zeigte die erfolgte Anpassung der Parameter im Forkey-Code, dass untersucht werden sollte, inwiefern die nominelle Sättigungstemperatur der FRS-Jod-Zelle der tatsächlichen entspricht.

Die simultane Anwendung von DGV konnte die Genauigkeit der FRS-Messungen erhöhen. Durch die gewählte FRS-Beobachtungsposition wurde das gesamte Streulichtspektrum frequenzverschoben gemessen. Die Geschwindigkeit, die dieser Doppler-Verschiebung

zugrunde liegt, konnte aus der DGV-Auswertung gewonnen werden. Mit Kenntnis der Geschwindigkeit und der FRS-Beobachtungsposition wurde das simulierte Streuspektrum um die Doppler-Verschiebung ($\approx 60\text{MHz}$) korrigiert. In Abb. 6.13 sind die simulierten, relativen FRS-Streuintensitäten in Abhängigkeit von der Gastemperatur dargestellt. Würden die Doppler-Verschiebungen nicht berücksichtigt, so ergäben sich systematische Fehler auf die Bestimmung der Temperatur in der Größenordnung von 20K . Im Vergleich dazu ergaben sich bei Korrektur des Jod-Absorptionsspektrums nur für Temperaturen über 500K signifikante Unterschiede in den erwarteten Temperaturen.

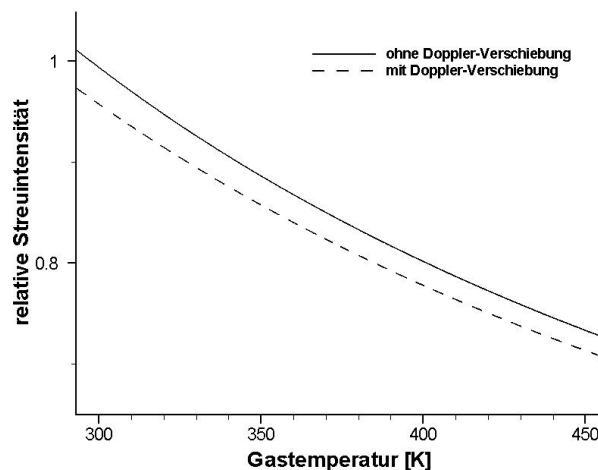


Abb. 6.13: Simulation der relativen FRS-Streuintensitäten in Abhängigkeit von der Gastemperatur. Wird das Streulichtspektrums gemäß der DGV-Geschwindigkeiten frequenzverschoben, ergeben sich deutliche Abweichungen in den zugeordneten Temperaturen im Vergleich zur Simulation ohne Verschiebung des Streulichtspektrums.

6.3.3 Optimierungsmöglichkeiten des kombinierten Verfahrens

Das Prinzip simultaner Messungen mit verschiedenen Jod-Zellen wurde erfolgreich erprobt. Die Präzision der Messungen stand in diesem Entwicklungsprozess noch nicht im Vordergrund. Es konnten aber einige Fehlerquellen identifiziert werden, wenn auch tiefergehende Untersuchungen aus Zeitgründen nicht durchgeführt werden konnten.

Hinzu kam, dass es schwierig war, mit dem Puls laser erzielte Ergebnisse verlässlich zu bewerten. Die erheblichen Leistungsschwankungen von Puls zu Puls und geringe mittlere Leistung (60% des Sollwerts) deuteten auf eine Fehlfunktion des Lasers hin. Es konnte nicht sicher gesagt werden, ob auch das Emissionsspektrum des Lasersystems unerwünschte Strahlungskomponenten aufwies. Es wäre denkbar, dass während der Messungen vermehrt spontane Emission von Infrarotstrahlung in den ersten Nd:YAG-Kristallen auftrat. Solche spontane Emissionsstrahlung (Amplified Spontaneous Emission: ASE)

würde ebenfalls in den verstärkt und frequenzverdoppelt werden, wäre aber im Gegensatz zur stimulierten Emissionsstrahlung breitbandiger und daher unter Umständen nicht vollständig durch die Jod-Zellen zu unterdrücken. Vor der Wiederholung der Messungen gilt es die Probleme des Lasers genauer zu untersuchen und zu beheben.

Die hohen Leistungseinbußen des Lasers mussten durch andere Maßnahmen wie die Erhöhung der Seeding-Dichte, die Öffnung der Objektivblenden oder das Pixel-Binning kompensiert werden. Dabei ging räumliche Auflösung verloren. Die Auswirkungen des Seeding in der Strömung auf die FRS-Auswertung wurde ausgiebig diskutiert. Für präzisere FRS-Auswertungen sollten daher die Lichtverluste im Messaufbau so gering wie möglich gehalten werden, damit auf hohes Seeding verzichtet werden kann.

Zur Optimierung simultaner Messungen mit DGV und FRS gibt es eine Reihe von Ansatzpunkten:

- **Lichtschnitterzeugung**

Der Lichtschnitt wurde bislang so erzeugt, dass ungefähr 25% der Laserleistung dadurch verloren gingen, dass die Randbereiche des Lichtschnitts durch eine Schlitzblende geblockt wurden. Es wurde also bewusst ein breiterer Lichtschnitt erzeugt um über die Breite von 40mm eine homogenere Verteilung der Leistung zu erreichen. Darauf kann zu Gunsten der Gesamtleistung im Lichtschnitt verzichtet werden. Außerdem sind Messungen mit geringeren Lichtschnittbreite bis hin zu Messungen am unaufgeweiteten Laserstrahl möglich.

- **Polarisationsrichtung des Lasers**

Die Polarisationsrichtung des Lasers wurde auf die FRS-Beobachtungsposition angepasst (Abschnitt 5.2.5). Es ist möglich, die Polarisationsrichtung so zu verstellen, dass alle drei DGV-Blickrichtungen ähnlich hohe Intensitäten detektieren. Umgekehrt können dazu aber auch die DGV-Positionen variiert werden.

- **DGV-Beobachtungsposition**

Durch die große Entfernung der DGV-Objektive von $r = 500\text{mm}$ vom Messbereich wurden Fehler auf die Angabe der Beobachtungspositionen reduziert. Die detektierten Intensitäten können durch geringere Abstände gesteigert werden, wodurch Seeding oder Binning reduziert werden könnten. Durch Objektive mit anderen Brennweiten können die Bildbereiche der einzelnen Quadranten besser ausgefüllt und dadurch die räumliche Auflösung gesteigert werden. Durch Erhöhung der Beobachtungswinkel β_i wird die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung gesteigert. Entfernung und Objektivbrennweite können je nach Streuwinkel und dadurch bedingter Stärke der Mie-Streuung auch unterschiedlich gewählt werden.

- **Sättigungstemperaturen der Jod-Zellen**

Die Sättigungstemperaturen der Jod-Zellen können auf die simultane Anwendung

optimiert werden. Höhere Sättigungstemperaturen können bei FRS mehr Seeding-Streulicht unterdrücken, reduzieren aber auch die FRS-Signalstärke. Bei niedrigeren Sättigungstemperaturen muss ein höherer Aufwand betrieben werden, Mie-Streulicht zu filtern, während die Intensitäten der Rayleigh-Streuung zunehmen. Für die DGV-Jod-Zelle werden höhere Sättigungstemperaturen zur Steigerung der Empfindlichkeit der Absorptionsflanke angestrebt.

- **FRS-Beobachtungsposition**

Die FRS-Beobachtungsposition kann durch Änderung der Winkel α und β angepasst werden. α bestimmt dabei die spektrale Form des Streuspektrums (Abb. 2.12), β die Größe der Doppler-Verschiebung bei konstant bleibender Geschwindigkeit und damit die spektrale Lage des Streuspektrums. Hier muss ein Kompromiss zwischen gewollter Unterdrückung der Mie-Streuung und ungewollter Unterdrückung der Rayleigh-Streuung gefunden werden.

- **Stabilisierungswert der Laserfrequenz**

Zur besseren Filterung von Mie-Streulicht kann der Stabilisierungswert der Laserfrequenz näher am Zentrum des Linienminimums gewählt werden. Dadurch sinkt aber zwangsläufig die Empfindlichkeit der DGV-Absorptionsflanke.

Insbesondere die Maßnahmen zur Erhöhung der Signalstärken können bessere Resultate in der simultanen Einzelpuls-Auswertung liefern, so dass das Potential instationärer, kombinierter Messungen besser beurteilt werden kann.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Entwicklung eines optischen Messverfahrens zur simultanen Bestimmung planarer Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in Gasen beschrieben. Dazu wurden erstmals die artverwandten Verfahren der Doppler Global Velocimetry und der Gefilterten Rayleigh Streuung miteinander kombiniert. Die simultane Realisierung beider Messtechniken verfolgte den Ansatz, Streulicht eines frequenzverdoppelten Nd:YAG-Pulslasers in zwei Jod-Zellen verschiedener Sättigungs- und Betriebstemperatur spektral zu filtern. Die besondere Herausforderung bestand in der unterschiedlichen Unterdrückung der Mie-Komponenten des Streulichtspektrums.

Für DGV wurde auf ein bestehendes Messsystem zurückgegriffen, welches durch Wahl einer Jod-Zelle mit 36°C Sättigungstemperatur für die Kombination mit FRS angepasst wurde. Zusätzlich wurde das System für die Aufnahme von Laserpulsen mit Belichtungszeiten von $1\mu\text{s}$ angepasst. Für FRS-Messungen wurde ein Aufbau mit einer heißeren Jod-Zelle (80°C Sättigungstemperatur) entworfen. Kurze Belichtungszeiten wurden mit einer EM-CCD-Kamera ermöglicht. Beide Systeme setzten Bildleiter zur Abbildung der gemeinsamen Messebene ein.

Das Hauptaugenmerk der Arbeit lag auf der Realisierung von Simultanmessungen an einer heißen, stationären Luftströmung. Diese bestand in dem Freistrahls hinter einer Düse, mit $v \approx 41 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $T \approx 365\text{K}$ im Potentialkern. Vorab wurden die Absorptionsspektren beider Jod-Zellen im genutzten Frequenzbereich vermessen. Es wurde ein Stabilisierungswert für die Laserfrequenz ermittelt, so dass die FRS-Jod-Zelle das Streulicht der DGV-Streupartikel in der Strömung hinreichend filterte. Dabei wurde erkannt, dass durch geeignete Wahl der FRS-Beobachtungsposition das Streuspektrum so in der Frequenz dopplerverschoben werden konnte, dass die spektralen Mie-Anteile von der Jod-Zelle stärker absorbiert wurden. Gleichzeitig wurden genügend Rayleigh-Anteile transmittiert um FRS-Messungen simultan zu DGV zu realisieren. Hier dienten simultane DGV-Resultate der genauen Ermittlung der Doppler-Verschiebung des FRS-Streuspektrums.

Die Auswertung der Mittelwerte von Einzelbildsequenzen zeigte, dass räumliche Glättungen der Rohdaten nötig waren, um Verfälschungen der Messergebnisse durch die räumlichen Intensitätsmodulationen in Folge des Einsatzes von Bildleitern zu verhindern. Die gemittelte DGV-Auswertung gab bis auf vereinzelte räumliche Artefakte das erwartete Geschwindigkeitsfeld des Freistrahls wieder. Die gemittelten FRS-Messungen zeigten auf, dass dem gemessenen Rayleigh-Signal verschiedene Komponenten an Untergrundstrahlung überlagert waren. Als wesentliche Ursachen wurden das Streulicht des Seeding sowohl in der Strömung (verschoben in der Frequenz) als auch in der Umgebung

(unverschoben in der Frequenz) ausgemacht. Außerdem sorgte die Lösung von Dämpfen aus dem Teflon-Gehäuse für ein Beschlagen der Ein- und Austrittsfenster der FRS-Jod-Zelle. Dies hatte ein Verschmieren von Signal- und Untergrundintensitäten zur Folge. Ein Ansatz mit einem konstanten, von der Laserleistung abhängigen Untergrund konnte die Temperatur im räumlichen Mittel nur in einem von drei Fällen auf den erwarteten Wert korrigieren. Außerdem übertrug sich eine streifige Struktur aus den Datenbildern in das Temperaturfeld. Die Lichtschnit erzeugte Für zukünftige Messungen sollten die Untergrundquellen vermieden und Korrekturen angewandt werden, die räumliche Gradienten im Untergrund mitberücksichtigen.

Die Realisierung von Aufnahmen einzelner Laserpulse war die erste Auswertung von DGV und FRS mit einer zeitlichen Auflösung von $1\mu s$. Für DGV wurden der zeitliche Mittelwert und die Standardabweichung der Hauptströmungskomponente betrachtet. Die zeitlichen Schwankungen lagen im räumlichen Mittel bei 8% des zeitlichen Mittelwertes, welcher sehr gut mit der theoretischen Freistrahlgeschwindigkeit übereinstimmte. Die beiden anderen Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit lagen sowohl in der gemittelten als auch der einzelnen Auswertung im Mittel unter $3\frac{m}{s}$. Für eine aussagekräftige Auswertung einzelner Temperaturbilder ist eine Steigerung der FRS-Signalintensität erforderlich. Prinzipiell stellen die Ergebnisse aber zeitlich aufgelöste Messungen in Aussicht.

Die präsentierten Resultate lassen den Schluss zu, dass das Entwicklungskonzept simultaner Messungen mit DGV und FRS erfolgreich umgesetzt wurde. Die Messsysteme und Auswertungsvorgänge besitzen sowohl den Bedarf als auch das Potential an Optimierung. Insbesondere die Signalstärken beider Messverfahren können durch Anpassung der Beobachtungspositionen und der Parameter der Jod-Zellen noch erheblich gesteigert werden. Beschränkt werden die Möglichkeiten zukünftiger Anpassungen einerseits durch Einbußen an Messgenauigkeit, andererseits durch den Zwang zu Kompromissen zwischen DGV und FRS. Die größte Herausforderung wird in der Unterdrückung von Mie-Streulicht bei FRS-Aufnahmen liegen.

Unerlässlich ist hingegen ein zuverlässiger, stabiler Laser, was im Rahmen dieser Arbeit nicht immer gegeben war. Hohe Leistungsschwankungen erschwerten die Messungen. Bei maximaler Pulsleistung von $250kW$ und der nachgewiesenen zeitlich wie räumlich geringen Schwankung der Laserfrequenz besitzt dieser Laser aber das Potential, gute instationäre Messresultate zu liefern. Für zeitlich gemittelte Messungen stehen für die Zukunft auch zwei weitere frequenzstabile Laser zur Verfügung.

Ein optimiertes Verfahren könnte an anderen Messobjekten (höhere Temperaturen, turbulente Geschwindigkeitsfelder, Gasgemische) weiter erprobt werden. Bei erfolgreicher Validierung bestünden Anwendungsmöglichkeiten in der Triebwerksentwicklung, insbesondere in Form von Messungen im Auslauf des Triebwerks oder am Austritt der Brennkammer. Verbrennungsprozessen stellen eine erhöhte Herausforderung an kombinierte Messungen. Zwar sind wegen der hohen Temperaturen ($\approx 1000K$) höhere Gradienten im FRS-Signal zu erwarten, doch werden das Seeding des Gases sowie die Simulation der FRS-Streuquerschnitte aufgrund vielfältiger Gasgemische erschwert.

Danksagung

Nomenklatur

c	Lichtgeschwindigkeit
n	Brechungsindex
λ	Lichtwellenlänge

Literaturverzeichnis

- [Alb86] ALBRECHT, H.: *Laser-Doppler-Strömungsmessung*. 1986
- [AND] ANDOR TECHNOLOGY: *Learning Center*. – Verfügbar unter <http://www.andor.com/learning> (Stand: 1. Dezember 2009)
- [BH83] BOHREN, C.F. ; HOFFMAN, D.R.: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. 1983
- [BS93] BERGMANN ; SCHÄFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik 3 - Optik*. 1993
- [Con08] CONTINUUM (Hrsg.): *40 Hz Green MacroPulse Laser*. Continuum, 2008
- [Dem00] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*. 2000
- [Dol08] DOLL, U.: *Messung von Dichteschwankungen bei oszillierender Verbrennung mittels laserinduzierter Rayleigh-Streuung*, TU Berlin/DLR, Diplomarbeit, 2008
- [EE] EICHLER, H. ; EICHLER, H.J.: *Laser. Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*
- [For96] FORKEY, J.N.: *Development and demonstration of filtered rayleigh scattering - a laser based flow diagnostic for planar measurement of velocity, temperature and pressure*, Diss., 1996
- [För] FÖRSTER, W.: Kalibrierung von Freistrahlsreferenzdüsen für das Doppler-Global-Verfahren (DGV) mit Hilfe der Laser-2-Fokus Methode. – Interner Bericht
- [GL79] GERSTENKORN, S. ; LUC, P.: Absolute iodine (I₂) standards measured by means of Fourier transform spectroscopy. (1979)
- [GV93] GERTHSEN ; VOGEL: *Physik*. 1993
- [Her05] HERBERT, S.: *Qualifizierung von Methoden zur Verbesserung der Messgenauigkeit des DGV-Verfahrens bei Anwendungen mit Hintergrundstrahlung*, Diplomarbeit, 2005

- [Kli] KLINNER, J.: Funktionsweise und Bedienung des Aerosol-Generators. – Interner Bericht
- [Kom90] KOMINE, H.: System for measuring velocity field of fluid utilising a laser-Doppler spectral image converter. 1990. – US Patent 4 919 536
- [MLF01] MILES, R. ; LEMPert, W. ; FORKEY, J.: Laser Rayleigh scattering. (2001)
- [MLS01] MEYERS, J. ; LEE, J. ; SCHWARTZ, R.: Characterization of measurement error sources in Doppler global velocimetry. (2001)
- [Mos05] MOST, D.: *Untersuchung turbulenter Verbrennungsfelder durch simultane Anwendung gefilterter Rayleigh-Streulicht-Thermometrie (FRS) und Particle Image Velocimetry (PIV)*, Diss., 2005
- [Röh99] RÖHLE, I.: *Laser-Doppler-Velocimetry auf der Basis frequenzselektiver Absorption: Aufbau und Einsatz eines Doppler Global Velocimeters*, Diss., 1999
- [Sch07] SCHÄFER, C.: *Entwicklung einer zeitaufgelösten Doppler Global Velocimetry Messtechnik mit einem kontinuierlichen Lasersystem*, FH Südwestfalen, Diplomarbeit, 2007
- [SK89] SCHADE, H. ; KUNZ, E.: *Strömungslehre*. 1989
- [TBD74] TENTI, G. ; BOLEY, C. ; DESAI, R.: On the kinetic model description of Rayleigh-Brillouin scattering from molecular gases. (1974)
- [Voi99] VOIGT, P.: *Entwicklung und Einsatz eines Laserlichtschnittverfahrens zur quantitativen Konzentrationsmessung bei Mischungsprozessen*, Diss., 1999
- [Wer04] WERNET, M.P.: Planar particle imaging Doppler velocimetry: a hybrid PIV/DGV technique for three-component velocity measurements. (2004)
- [WG] WEISE, V. ; GEORGES, A.: *Praktikum Fluidodynamik - Luftfreistrahle*. – Verfügbar unter <http://www.hs-zigr.de/mwesen/STROT/pdf/PraktikumFreistrahle.pdf> (Stand: 2. Dezember 2009)
- [Wil05] WILLERT, C.: Doppler global velocimetry - Fundamentals, implementation and selected applications. (2005)
- [Wil06] WILLERT, C.: Assessment of camera models for use in planar velocimetry calibration. (2006)
- [WSK⁺06] WILLERT, C. ; STOCKHAUSEN, G. ; KLINNER, J. ; LEMPEREUR, C. ; BARRICAU, P. ; LOIRET, P. ; RAYNAL, J.C.: Performance and Accuracy Investigations of Two Doppler Global Velocimetry Systems Applied in Parallel. (2006)